



TITLE:

ベータトロン装置の設計に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

佐野, 博也

CITATION:

佐野, 博也. ベータトロン装置の設計に関する研究. 京都大学, 1969, 工学博士

ISSUE DATE:

1969-01-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r1350>

RIGHT:

ベータトロン装置の設計に関する研究

佐 野 博 也

DOC
1968
5
電気系

昭和43年5月

ベータトロン装置の設計に関する研究

目 次

緒 言	1
① 本研究の動機	1
② 本研究の経過	3
③ 本研究の概要と成果	5
第 1 章 ベータトロン装置の高出力磁極の設計	11
第 1 節 緒 言	11
第 2 節 小形軽量大出力の磁極の設計要素	11
① ベータトロン運動の電子の諸条件	11
② ベータトロンの発生出力を決定する要素	18
第 3 節 磁極の基礎諸元を得るための概略設計法	20
① 電子エネルギー E_{MeV} と X 線出力 I との関係	20
② 磁極寸法の決定	21
第 4 節 磁極形状の決定	27
① 電解槽による形状の検討	27
② 最適磁束分布を実現する磁極形状の実験式	33
第 5 節 磁極部の構造設計	43
① 磁極の構造と設計	43
② ウエハの設計	50
③ ヨークの構造と製造	50
第 6 節 磁場不整 (バンプ) について	54
① 空隙子午面上の円周方向における磁束分布	54
② 磁場不整 (バンプ) 発生の原因	55
第 7 節 精密設計に必要な磁束に関する諸測定法の問題	59
① 安定軌道半径および n の測定	59
② 電子エネルギー E_{MeV} の測定	64
第 8 節 結 言	66

第2章	ベータトロン装置の電源としての周波数	
	3倍変圧器と電源制御系の設計	67
第1節	緒言	67
第2節	周波数3倍変圧器の設計方針の確立	70
①	小形周波数3倍変圧器による基礎設計資料の作成	73
①-1	試験用小形変圧器の仕様	73
①-2	各種負荷特性の検討と実験結果	74
(1)	単相試験	74
(2)	周波数3倍変圧器としての試験	75
第3節	周波数3倍変圧器の動作	75
①	1次電圧電流波形	92
①-1	2次側短絡の場合	92
①-2	2次側開放の場合	94
①-3	2次抵抗負荷の場合	96
①-4	2次抵抗負荷に直列コンデンサを挿入した場合	96
②	出力波形	100
②-1	2次側短絡の場合	100
②-2	抵抗負荷の場合	101
②-3	抵抗負荷で直列コンデンサを使用した場合	102
第4節	ベータトロン装置用周波数3倍変圧器の設計と制御系	106
①	負荷として共振回路を接続したときの周波数3倍変圧器	106
②	周波数3倍変圧器の設計例	110
②-1	定格仕様	111
②-2	設計	111
②-3	特性	114
③	制御系の設計	116
③-1	電子エネルギー制御系部	116
(1)	比較検出部	117
(2)	直流-交流変換回路	119
(3)	交流増巾器と可変抵抗器	120
③-2	同調調整系部	121

(1) 位相検出回路	122
(2) 自動共振調整回路	124
第5節 結 言	125
第3章 加速管と電子入射，X線発生に関する諸問題	127
第1節 緒 言	127
第2節 加速管の電子銃の検討	127
① 加速管の構造	127
①-1 材料と構造	128
①-2 加速管に必要な諸条件	130
② 電子銃の検討	132
②-1 検討の方法	133
②-2 電子軌道の測定	137
③ 電子銃の取付け角度	142
第3節 加速管への電子入射時の問題	144
① 電子の安定軌道捕捉時刻について	145
①-1 実験方法	145
①-2 実験結果	146
② 電子入射時の軌道の収縮	152
②-1 空間電荷との相互反発による軌道収縮	154
②-2 コントラクタコイルによる強制収縮	155
③ 磁場不整と入射電子軌道との関係	156
③-1 不平等磁界中の電子の運動	156
③-2 入射時の電子振動と加速管の構造の関係	159
第4節 制御系の設計	161
① インジェクション制御系	162
①-1 バイアス調整回路	163
①-2 トリガ回路	164
①-3 インジェクションパルサ回路	165
①-4 パルストランス回路	166
② エクスパンション制御系	166

② - 1	位相検出回路	167
② - 2	エキスパンションパルサ回路	168
② - 3	エキスパンション コイル	168
③	コントラクタ制御系	170
④	エネルギーの測定と出力自動安定回路	170
④ - 1	電子エネルギーの直読方法	170
④ - 2	出力の自動安定回路	174
第5節	結 言	178
第4章	電子線取り出しにおける諸問題	179
第1節	緒 言	179
第2節	電子線取り出しの原理	179
①	各種の取り出し方法	180
① - 1	静電偏向法	180
① - 2	パルスシャント法	180
① - 3	磁気シャント法	181
① - 4	その他の方法	181
②	磁気シャント法による電子の取り出し法	181
② - 1	加速管の安定軌道附近の外壁に追加 磁界コイルを巻く方法	181
② - 2	Center Field をかえて安定軌道上の H ₀ をかえない方法	185
③	電子線取り出し加速管の構造と性能	186
③ - 1	ピーラの材料と構造	186
③ - 2	ピーラ的位置と出力の関係	187
③ - 3	電子線取り出し窓の材料と電子線出力	189
第3節	加速管から取り出し後の電子線の測定	189
①	線量測定と電子線強度	189
① - 1	線量測定	189
① - 2	電子線出力	190
②	電子線の吸収	193

③ 電子線の等量分布曲線	196
③ - 1 電子線の散乱箔	196
③ - 2 等量曲線	197
第4節 結 言	200
第5章 製造したベータトロン装置の性能検討	202
第1節 緒 言	202
第2節 製造した装置の設計例	202
① 磁極を主体としたマグネット部の設計	202
① - 1 磁極ヨークについての設計	203
① - 2 励磁コイルの設計	203
① - 3 冷却用ブローアの設計	211
① - 4 放射口部と附属部	214
② 電源操作部の設計	215
② - 1 本 体	215
② - 2 共振用コンデンサ	215
③ 加速管部の設計	217
④ 出力検査用モニタ部の設計	217
⑤ 制御系の設計	218
⑥ 機械機構およびその附属部	218
⑦ 出 力	220
⑧ 各部の温度上昇	220
第3節 ベータトロン装置からのX線の性質	221
① 物質による吸収	221
② X線のエネルギー分布	223
③ 物質中での散乱	224
④ 角度分布	225
第4節 ベータトロン装置の応用	226
① 工業的非破壊検査への応用	226
① - 1 欠陥の検査能力	226
① - 2 像のラチチュード	226

① - 3	照射野の大きさ	226
① - 4	周囲散乱	234
① - 5	鉛増感紙の影響	236
②	医学的応用	236
② - 1	医学に應用するために望まれる装置の性質	236
② - 2	各種の測定結果	236
第5節	結 言	243
謝 辞	245
引用文献	246

記 号

1. 本論文中に使う記号の中、文章中に出てくるもののみを記し、回路、図面中の単なる説明記号の記載は省略する。
2. 変数の増加分および変位分（例えば $\Delta\phi$, δa など）の記載は 省略する。
3. ラテン文字による記号とギリシャ文字による記号とに分けて記載する。

ラテン文字記号

記号	示す量	記号	示す量
A	常数	E	起電力
A	断面積（空隙または鉄心）	E_{Mev}	電子のエネルギー
A	距離	E_L	コイルのリアクタンス電圧
A	ベータatron装置の横巾	E_R	磁束管鉄損電圧
A.T.	アンペア・ターン	E_n	軌道の直角方向の電界
a	磁束密度曲線の長さ	e	電子の電荷（e.s.u.）
a	電子軌道周囲の電子の振巾	$e(e_1, e_2 \dots)$	交流電圧
B	常数	F	電子の振動数
B	距離	F_c	求心力
B	磁束密度	F_{c1}	r_1 における求心力
B_s	平均磁束密度	F_{c2}	r_2 における求心力
b	磁束密度曲線中の長さ	F_m	電子に働く力
C	距離	F_{m1}, F_{m2}	r_2 における電子の回転力
C	磁束密度曲線中の長さ	F_T	電子に働く加速力
C	コンデンサ容量	f	周波数
C_1	直列コンデンサ容量	H	ヘンリ
C	光速	H	磁界の強さ
D	常数	H'	直流バイアス磁界
d	距離	H_c	ヒステリシス損による抗磁力
d	針端間距離	H_0	安定軌道上の磁界の強さ
d	珪素鋼板ラミネーションの厚さ	H_r	r の位置の磁界の強さ

記号	示す量	記号	示す量
H_i	r_i の位置における磁界の強サ	ℓ_g	磁極間間隙
H_s	電子銃附近の磁界の強サ	$\ell_{rc} (\ell_{rc1})$	中心磁極間間隙
HP	馬力	m	運動電子の質量
h	距離	m	正の整数
I	X線または電子線出力(線量または線量率)	m_0	静止電子の質量
I_e	励磁電流	N	コイルの巻数
I_{exp}	エキスパンションコイル中の電流	N_p	1次の巻数
I_{e0}	共振回路電流(励磁電流)	N_s	2次の巻数
I_f	フィラメント電流	n	正の整数
I_{ps}	2次短絡時の1次電流	n	電子の収束係数($1 > n > 0$)
I_s	2次短絡時の2次電流	p	標準電源
I_p	1次電流	p	常数
$(I_{acc}) \ell_{im}$	安定軌道に保持しうる電子流の限界	p	前車輪軸と後車輪軸間距離
I_L	負荷電流	Q	回路のQuality Factor
I_i	電流密度	q	常数
I_{s3}	第3高調波成分電流	R	抵抗
i	交流電流	R_{b1}, R_{b2}	ブリッジ抵抗
J	常数	R_L	負荷抵抗
j	$\sqrt{-1}$	R_{ad}	附加抵抗
K', K'', K'''	常数	R_i	内部抵抗と直列抵抗の合成
k	比例係数	R_0	線量測定位置までの磁極中心からの距離
k	比例常数	R_w	線量測定位置までの放射窓からの距離
L	コイルのインダクタンス	R_a	電子の曲率半径
L_1	3倍周波変圧器の内部インダクタンス	R'_a	前車輪軸と後車輪軸の垂直軸との交点と前車輪間中心との距離
ΔL	磁気回路中のインダクタンス	r	磁極間半径
ℓ	磁路長	r_1, r_2, r_3	抵抗
ℓ	仮想焦点の距離	r_c	中心磁極半径
ℓ_i	ウエハの厚サ		

記号	示 量	記号	示 量
r_p	磁極の外側部半径	V_{BN}	相間電圧
r_0	安定軌道半径	V_{CN}	相間電圧
S	加速管断面	V_R (V_{R_1} V_{R_2} …)	可変抵抗
S_m	磁束管磁路断面積	v	電子の速さ
S_g	磁束管空気中断面積	v	v/V_0
S_y	ヨーク断面	v_0	安定軌道上の電子の速度
T	矩形波電圧の巾	Δ_w	磁束管内に生ずる鉄損
T	巻 数	W'	出力(電力)
T (T_1 T_2 T_3 …)	変圧器	X_C	負荷側からみた3倍周波数変圧器の キャパシタンス
T_{lag}	磁束の時間的遅れ	X_{C_2}	共振回路のキャパシタンス
t	厚 さ	X_{L_2}	共振回路のインダクタンス
t (t_0 , t_1 …)	時間	X_{L_3}, X_{L_9}	負荷側からみた第3, 第9高調 波成分の内部インダクタンス
V (V_1 V_2 …… または V_{1a} , V_{1b} … など)	真空管または放電管	X_S	負荷側からみた3倍周波変圧器の リアクタンス
V	電 位	X_{SR}	磁路中のリアクタンス
V	負荷電圧	x	距 離
V'	附加抵抗と負荷にかゝる電圧の和	x	I/I_s
V_0	2次開放時の3倍周波変圧器の出力 電圧	x	加速管断面の長径
V_p	3倍周波変圧器の1次電圧	x_a	強制振動の振巾
V_L	1次相間電圧	x_f	自由振動の振巾
V_n	針端間電位差	y	距 離
V_C	コンデンサにかゝる電圧	y	I_p/I_{ps}
V_i	インジェクション電圧	Z	インピーダンス
V_{p1}	1次の基本電圧	Z_S	3倍周波変圧器の内部インピーダンス
V_{AB}	線間電圧	Z_L	負荷リアクタンス
V_{BC}	線間電圧	Z	加速管断面の短径
V_{CA}	線間電圧		
V_{AN}	相間電圧		

ギリシャ文字記号

記号	示す量	記号	示す量
α	ビームの拡がり角	θ	磁束の円周方向角 (azimuthal angle)
α	磁束密度曲線の傾斜係数	ξ	比例係数
α_m	高周波磁界相互間の位相差	ϑ	前車輪軸と後車輪軸となす角
β	ビームの偏り角	ϕ	磁束
β	磁極の傾斜角	ϕ_0	安定軌道上の磁束
τ	電子の入射角 ($\frac{dx}{d\theta}$)	ϕ_r	半径 r の位置の磁束
Δ	電子銃と安定軌道間距離	ϕ_1	1 次電流からの基本波磁束と奇数波高調波磁束の和
$\delta_m (\delta_1, \delta_2, \delta_3 \dots)$	磁界の第 m 次高調波成分の基本値との比	ϕ_2	2 次回路からの磁束
ϵ	誘電率	ϕ_3	1 次電流中の第 3 高調波成分からの磁束
ϵ_m	第 m 次高調波成分振巾に関係するもの	ϕ_m	磁束の最大値
μ	吸収係数	φ	電流と磁束の位相角
λ	線量分布の半価角	Ψ	電子の自由振動が 0 になる入射角
λ_F	窓箔によってつくられる線量分布の半価角	ω	角周波数
λ_s	散乱箔によってつくられる線量分布の半価角		
ρ	比抵抗		
Θ	磁極の傾斜角		

ベータトロン装置の設計に関する研究

緒 言

Ⅰ 本研究の動機

1895年にレントゲン教授が X線を発見して以来 X線は 医学、工学、理学の広い領域において利用され、それぞれの分野において 人類文化へ大きな貢献をし、偉大な足跡をのこしていることは よく知られている。

わが国においても レントゲン教授が X線を発見して間もなく いち早くその開発に成功し 諸外国のそれに対して ひけをとらない進歩発展をしている。

X線装置は X線を発生するX線管と電子を加速する高圧を誘起する高圧発生器部分から成っている。

爾来 高圧発生器は

- (1) 高圧発生器から発生した高電圧を 交流のまま直接X線管に印加するか、または整流器によって直流に直して X線管に印加する。
- (2) 変圧器で昇圧した高圧電荷を一度高圧コンデンサに充電した後 X線管に印加する。

の何れかである。

X線管は

- (1) 固定陽極X線管から 大電流を流し得る回転陽極X線管
- (2) 2極管であったX線管から グリッド・コントロールのできる3極X線管

高圧整流管は

- (1) 空気中で使用する整流管から 小形高性能化された油浸整流管
- (2) 高圧整流管から 固体整流器 すなわち 高圧セレン整流器の段階を経て高圧シリコン整流器

へと進歩発展をして来たが、その基本となるX線の発生の原理は レント

ゲン教授が X 線を発見した当時と 少しも変わっていない。

しかし、他の関連科学技術の進歩とともに、最近では 撮影条件の選定を容易にし、かつ安定な機械操作を行なうための自動制御化が進み、⁽¹⁾⁽²⁾ さらに、明るいところで 像の観察を可能にするイメージングが出現し それと組み合わせる X 線用テレビが開発された。⁽³⁾ その結果運動状態のままで X 線による被検物の検査と診断が容易にできるようになった。これは X 線の人類文化発展への貢献度を 従来よりさらに一層大ならしめた。

本研究において 取り上げるベータatron装置は X 線を発生する放射線機器であることに変わりはないが、その発生原理は レントゲン教授の行った X 線の発生原理と全く異なり、電子を高電圧によって電氣的加速を行なわないで、電子自体の運動のエネルギーを磁氣的に増大する いわゆる、粒子加速器の部類に属するものである。

筆者は、終戦後 放射線機器を製造する工場において、主として医療用、工業用 X 線装置の研究、設計ならびに製造に従事し 多くの機器の開発、研究、改良についての発表、発明考案を行い、それらの機器の性能を いちぢるしく向上することに努力した。

一方 昭和 28 年頃は、まだ、円形、直線加速の超高圧発生装置は、理学方面への研究設備として 散見するにすぎず、勿論、当時は、医、工方面への応用に対しては、わが国においては、まだ、装置を実用に供するための開発にどこも着手している様子はなかった。したがって、これらの設計の基本になる体系は 容易に発見できなかった。

しかし、筆者は 将来 X 線装置としての粒子加速器が放射線機器の系列の中において、必ず取り扱われねばならないときがくることを強く信じ、加速器の中でも 電子の円形加速によって 高エネルギーが得られ、かつ、小形 軽量移動性がなければならないという実用装置としての必要条件を 最もよく 満しうるものは、ベータatron装置であると考えて、その開発に着手した。

その後 幾多の困難を克服し、数台の実験装置の完成を経て、昭和30年に、初めて ベータトロンからX線を発生し、翌31年に実用装置としての形態をもったわが国初めてのベータトロン装置を完成した。⁽⁴⁾

筆者が その間 およびその後 継続して行った研究の中で、設計の基礎としたのは 電気工学であり、発生したX線、電子線の性質 およびその応用に関するものは、応用物理学と電気工学との組み合わせの領域の中のものである。今後のベータトロン装置は、さらに 機械工学を加えた多くの工学知識の総合によって 進歩発展してゆくものと信ずる。

なお、理学方面の応用目的とちがって 医学、工学方面では、発生X線電子線の 特異な性質を応用するもので、その応用のための諸条件を見出し、かつ その要求を満す装置を設計、製作し、さらに その研究改良を行うのが 工学の使命でもある。

② 本研究の経過

ベータトロンは 原理的には 1922年アメリカのウェスティングハウス社のSlepian が その着想に成功し その後 Wideröe (スイス) が 研究に着手し、1940年にD.W.Kerst (アメリカ)もその研究を開始した。しかし、いずれも、商品として 実用に供しうる装置としての問題でなく、原理的な内容、または、取り出されたX線の性質についての報告に とどまっている。

1950^年頃から アリス・チャルマス社(アメリカ)においてKerst⁽⁵⁾が、ブラウン・ボベリ社(スイス)において Wideröeが⁽⁶⁾ ドイツのシーメンス社においてGund⁽⁷⁾ が それぞれ独立の形で、実用装置の開発を開始した。

筆者は その頃から 先にのべたように 放射線機器の一列にベータトロン装置を取り入れたいと考えた。当時、阪大理学部浅田教授が ベータトロンの研究に意欲を示されていることを知り、昭和28年2月(1953年)筆者が中心となり 懇談会を開く機会に恵まれ本研究の端緒をつくった。

当時としては、本研究には いろいろの困難が 存在していたが、その中で、重要な問題は 装置の設計の参考にする技術文書、文献類などさえ、国内外とも非常に少なかったことで、全くの暗中模索の状態、本研究を開始しなければならなかったことである。

昭和 28 年、 ベータトロンに関する基本概念をうるための関連外国文献 特許の調査を行った。

昭和 29 年、 ベータトロン装置の設計の基礎の確立を目的として

- (1) 小形 6MeV ベータトロン装置 3 台を試作し三菱重工名古屋製作所その他において わが国初めてのベータトロン装置の現場試用を行い、必要なデータをとった。
- (2) 24MeV ベータトロン用マグネットの試作を行った。

昭和 30 年、 前年度までの研究による成果を基盤として、15MeV 移動簡易形高出力ベータトロンの研究開発題目を新に計画し、

- (1) 実用装置として必要な諸条件の発掘
- (2) その諸条件の解明と基本設計の系統化
- (3) その性能の確認と維持

などの研究目標を立て、通産省試験研究助成金の交布をうけて 研究の実施を行った。⁽⁸⁾

昭和 31 年、 昭和 30 年において研究を開始した 15MeV ベータトロン装置の完成を見た。この装置は、わが国初の商品化されたベータトロン装置の完成と見なすことができ、本研究論文の内容の主体をなすものである。

また 同年 電気試験所に試験装置として、10MeV ベータトロンの製作依頼をうけ、同年中に完成納入し、筆者の研究をいちじるしく推進した。

昭和 32 年～38 年

筆者は これまでの研究成果を さらに充実するために、

- (1) X線出力の増大と性能の安定化の研究
- (2) 電子線の取り出しの研究
- (3) 装置に人間工学的要素を附与し医、工学への応用のために必要な附属部品の開発
- (4) 応用面の拡大

などの研究を進めて 大きな成果をおさめた。

この間、わが国産業の発展と繁栄はいちじるしく、よりよい品質の、また、信頼性の高い機器をつくることを求める要望が高まるにつれて、応用性の広い非破壊検査機器としてのベータatron装置が 大きく取り上げられた。

また、一方、国民の健康管理のための 癌に対する診断、治療が重要な問題としてクローズ、アップするにつれて高電圧治療機器であるベータatron装置は、医師の必須の治療装置となりつつあった。それに加えてベータatron装置は X線の発生と電子線の取り出し(β 線)が 他の高圧治療装置のそれよりも 極めて簡便に切り替えうる大きな特徴をもっているので現在は24MeV、31MeVと高エネルギーの装置の完成によってますますその応用面の効果に対する期待は大きくなりつつある。

しかし、装置の性能を決定する要素および 装置の基本部分の設計は筆者の10年を越える長年の研究成果が基礎になっているものであると堅く信じている。

③ 筆者の研究の概要

本論文においてのべる筆者の研究は、昭和30年度において、通産省科学試験研究助成金を得て 研究を行った“15Mev 移動簡易形高出力ベータatronの研究”⁽⁹⁾を中核としたもので、その内容はその研究の中のベータatron装置の設計に関する事項を系統的かつ、学問的にのべるものである。

その研究の概要は次の通りである。

一般の変圧器において、1次コイルに交流電流を流すと鉄心中には交番

磁束が生じ その鉄心に巻いた 2 次コイルに電圧が誘起する。

2 次コイルに抵抗負荷を接続するとこれに電流が流れる。この負荷電流の方向は、1 次コイルに流れる励磁電流と反対の方向である。

この 2 次コイルの中の電子の運動は電子のもつ電荷が $-$ であるから、コイルに流れる負荷電流と逆の方向に移動し 2 次コイルに電圧が生ずることは 2 次コイルに沿って電荷ができると考える。

この 2 次コイルの位置で電子が自由に空間を動く構造にしたベータトロン、シンクロトロンなどの円形加速器においては、その電子の回転半径、回転回数を大きくすれば その電子が 最終的に到達するエネルギーは 大きくなる。この意味においては、ベータトロンは 変圧器と等価的な考えをもって処理することができることもある。

したがって、小形、軽量で高能率のベータトロン装置に対する設計の基本となるのは 回転加速される電子をできるだけ多くし、回転半径をできるだけ小さくし、回転回数をできるだけ多くする諸条件とは何であるかを解明し、かつ、その条件を最高の状態で維持することである。

第 1 章は、電子が円形に回転し、しかも、できるだけその回転の回数を上げるための条件を決定づける磁極を中心として、マグネット部の設計法についてのべた。

(1) まず 電子を円形の運動に拘束するには、電子の運動平面における磁束密度の分布を磁極間隔の傾斜によって 一定の条件に保持する必要がある。⁽¹⁾ この磁極形状の決定は、重要な問題である。

(2) 電子の回転の半径を小さく、回転回数を多くするためには、加速電界をつくる磁束の値とその変化を大きくする必要がある。

とくに、電子の軌道の内側の磁束が問題であって、軌道における磁界の強さと軌道の内側の磁束との関係を一定の条件の下に保たねばならない。⁽²⁾ 磁束密度を大きくすることは 非常に重要なことである。

原理的には 普通の変圧器と類似性のあるベータトロンも 上にのべた条件を満すためには、構造的には その内容を非常に異にしなければならない。

そこで 筆者の研究は

- (1) ベータトロン磁極の設計の手順を確立し、最も厳密な磁極の形状の決定を電解槽による模形実験と実験式をもとにして修正する方法を明らかにした。
- (2) さらに、珪素鋼板の材質、磁極の構造、製作加工上から必然的に発生する空隙中の磁場の不整について、理論的、実験的に解明し、その及ぼす影響についての関連性を解明した。⁽¹²⁾⁽¹³⁾
- (3) 一般の高圧変圧器では、絶縁という問題があるのに対してベータトロンでは 磁極、および ヨークの製造において、複雑な加工、工作が必要であるので、その製作途中において、電磁気的性能の劣化をおこす原因をつくる危険が非常に高いという重要な問題がある。その危険を防止するための電気材料的 かつ 電磁的な考慮を払った製作法の確立を行い、高磁束を安定に通しうる小形、軽量高能率の磁極の設計製作を可能にした。⁽¹⁴⁾

第2章では、ベータトロンでは、電子が 加速されたときのみ、高エネルギーのX線、電子線が 発生するのであるから、その加速に必要な磁束の増加期間の繰りかえし回数を多くすることが、大量の出力を得ることになる。いいかえれば、磁束の電源の周波数を高くすることである。すなわち励磁用電源周波数についての問題を取り扱った。

しかし、第1章において設計したマグネット部は、ほとんどが鉄であるため 周波数を高くすれば それだけ鉄損による温度上昇が 急激に大きくなる。その熱によって 装置の性能を低下させずに 安定な動作を行うには、電源周波数、温度上昇、鉄量、冷却の4つの要素の適切な設計協調

が必要である。

筆者の研究は

- (1) ベータatron装置の設計におけるMeVのエネルギーと周波数との間の問題を 出力の実用値とのかね合いからきめる方法についてのべその適正値を示した。⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾
- (2) 180 c/s の励磁電源を供給するわが国初の周波数3倍変圧器の設計方法と性能を解明した。⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾
- (3) ベータatron装置の電源は、励磁コイルのインダクタンスL 附加共振コンデンサCとの並列共振を行い、いわゆる 損失分のエネルギーを供給する電源においておきる問題の解明とその電圧と周波数を安定に供給、保持する制御系の設計を行った。⁽¹⁴⁾

第3章では 第1章、第2章における設計によってきまった条件の下で真空の加速管の中で 回転する電子をより多くするために 必要な諸条件の解明についての問題を取り扱った。

筆者の研究は

- (1) 加速管中で電子を加速するためには、磁場の変化と同期させてフィラメントからの電子に対して、適正なパルス加速電圧を、限られた時間に印加して、加速管内に電子を放射せねばならない。それらの間には、複雑な関係が存在する。
筆者は 特殊な電解槽を製作し 最も都合のよい形の電子ビームを与える最適の電子銃の設計を可能にするとともに、その電子放射の最適の時刻を実験的に検討を加え、電子入射の際におきる諸問題を解明した。⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾
- (2) 加速途中においておきる電子運動と加速管の構造との因果関係を明らかにするとともに、磁場の不整が原因する電子運動の騒擾的現象を解明した。⁽¹⁰⁾⁽¹⁷⁾
- (3) それらの電子の運動を制御するには、技術的に特殊なパルス技術をとともなう電子回路設計が必要であり、筆者は その回路の設計と

出力の自動制御方法についての考案を行った。⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾

第4章では ベータトロンは 高速に加速された電子をターゲットに当てれば X線に、加速電子をそのまま取り出せば 電子線 いわゆる β 線になる。その際の、高速電子を小さい的に当てるときの問題と、高速電子をできるだけ 効率よく取り出す問題とでは、異った内容の研究が必要である。

この電子線取り出しの問題を取り扱った。

筆者の研究は⁽²¹⁾

- (1) 取り出し機構としての磁気ピーラシヤントの設計を行い、その作用を解明した。
- (2) 加速管内における電子運動と取り出し効率との関係を明らかにした。
- (3) 取り出し窓の材料が 取り出し後の電子線にどのような影響があるか、また、その電子をどのように取り扱えば 医学的用途に対して より有効かという諸問題と電子線の諸性質を明らかにした。

第5章では 各部の適正な設計を総合して、はじめて装置としての機能を有効に発揮するものである。その設計の総合と 取り出されたX線および電子線のどのような性質が どの方面に使用されるかということについて取り扱った。

筆者の研究は

- (1) 15MeVベータトロン装置を例にとり 各部の設計の細部の内容と装置の基本となる諸点を明確にし、装置の総合を行った。
- (2) 一般の300kV 級程度以下のX線装置から発生するX線とベータトロンから発生するX線とでは、その物理的な性質を非常に異にするので その諸性質について明快に総合した。⁽²²⁾
- (3) 現在の用途は わずかな理学的な研究を除けば その主なものは産業方面における非破壊検査に対する利用と医学方面における癌の治療への利用である。筆者は この方面に対し基礎となるべき実験

研究を行って、装置応用の拡大に貢献した。⁽²²⁾⁽²³⁾

以上が筆者の 本論文においてのべる研究の概要とその成果の主要点である。

すでに、のべたように、商品として考えうるベータatron装置の開発の成功は、筆者が わが国において 初めてであり、これは筆者の所属する島津製作所に利益をもたらしたばかりでなく、わが国の技術の進歩に貢献したものと信ずる。⁽¹⁴⁾

また、筆者は 本研究に対して 日本特許 5 件 日本実用新案 2 件を有している。

第1章 ベータatron装置の高出力磁極の設計

第1節 緒 言

磁極，ヨークなどから構成されるマグネット部は ベータatron装置の性能を左右する大きな比重をもっている。

その中，小形，軽量にして 出力の大きい高性能の装置においては，磁極の設計の良否によって 装置の性能のほとんどがきまると考えてよい。

いままでに，ベータatron装置の確立された設計方法の例は存在しない。

筆者は，まず加速管中での高エネルギー電子が持たねばならない物理，電気的な諸条件を基に，高出力で，かつ，軽量であるための諸因子を分解，検討を加え，さらに，詳細かつ 精密な設計の方法を系統的，学問的に確立せんとした。

(1) まず，仕様を実現するために必要な基礎諸元の設計法

(2) 電解槽を用いて，広い電子の加速範囲を決定する磁極の形状の検討と実験式によるベータatronの最適磁極の設計要素の決定法

(3) 磁極の構造と製造上の諸問題についての筆者の考案⁽²⁴⁾

(4) 磁極とヨーク部の性能上の関連と構造，製造法⁽²⁵⁾

(5) 第3章にのべる加速管への入射時に電子の運動の効率をよくするかどうかを左右する磁場不整の発生状況の変化についての解明とその対策⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾

(6) 空間における不均一磁束密度の測定についての測定法⁽²⁸⁾

などの内容について 詳細な研究を行い成果を上げたので報告する。

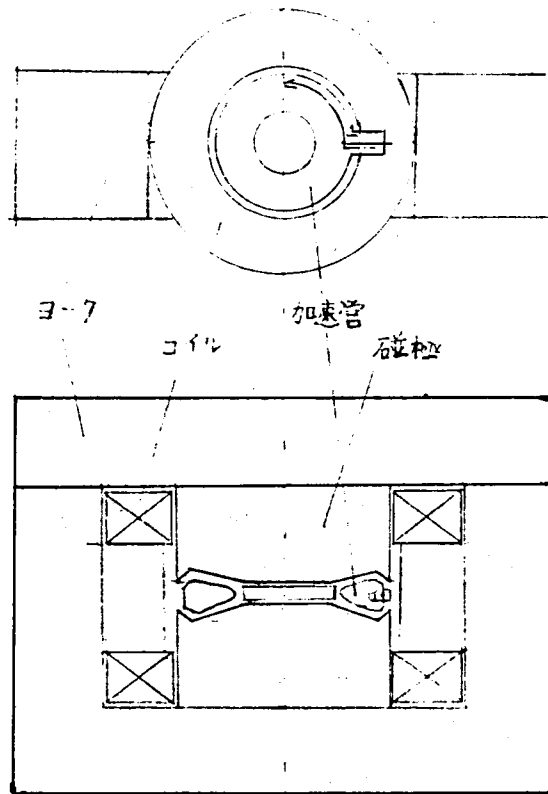
第2節 小形軽量大出力の磁極の設計要素

Ⅰ ベータatron運動の電子の諸条件⁽⁹⁾⁽²⁹⁾

筆者は本章においてH形マグネット のいわゆる きわめて，標準的形状のベータatronにおいて加速電子のもたねばならない諸条件についてのべる。

Ⅱ-1 電子の加速

第1-1図は ベータトロン マグネットの概略図である。



第1-1図 ベータトロンマグネット

いま、速度 v の電子が、一様な磁場の中を動くとき、電子に働く力の大きさは、

$$F_m = Hev/c \quad (\text{dyn}) \quad (1-1)$$

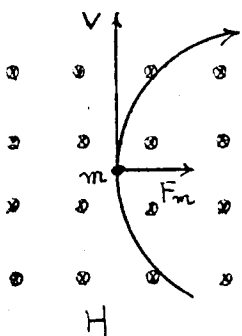
ただし H : 磁界の強さ (Oe)

e : 電子の電荷 (e.s.u)

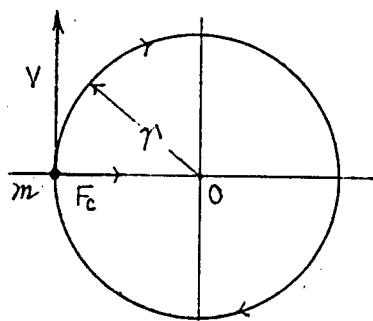
v : 電子の速さ (cm/s)

c : 光速 ($\approx 3 \times 10^{10}$)

で表わされ、その方向は第1-2図に示す方向である。



第1-2図 磁界中を
運動する電子に働く力



第1-3図 円運動と求心力

一方、質量 m の電子を、 v の速さで、半径 r の円運動をさせるためには、
つぎの求心力が必要である。(第1-3図)

$$F_c = mv^2 / r \quad (\text{dyn}) \quad (1-2)$$

ただし m : 電子の質量(g)

r : 回転半径 (cm)

したがって、電子が一樣な磁界の中を、半径 r で回転するためには、

$$F_m = F_c$$

$$\therefore mv = He r / c$$

が成立することが必要である。電子が加速されて速度が大きくなり、質量が大きくなってきても $(m \cdot v)$ と H とが比例して大きくなれば、電子は同じ半径で回転する。

電子を加速するための電界は、磁束の時間的变化によって作られる。電子が半径 r で回転しているとき、その軌道の内側の磁束を ϕ とすると、軌道を一周した起電力は、 $-\frac{d\phi}{dt} \cdot \frac{1}{c}$ となり、単位長さあたりでは、

$$E = \frac{-1}{2\pi r c} \cdot \frac{d\phi}{dt}$$

となる。電子の電荷を $-e$ とすると、電子に働く加速力 F_r は、つぎのように表わされる。

$$F_r = E(-e) = \frac{e}{2\pi r c} \cdot \frac{d\phi}{dt} \quad (1-4)$$

一方、運動量 mv の単位時間内の変化量が、その物体に加わる力であるから

$$F_r = \frac{d(mv)}{dt} \quad (1-5)$$

でもある。(1-5)式に(1-3)、(1-4)式を代入すれば、

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{H e r}{c} \right) = \frac{e}{2\pi r c} \frac{d\phi}{dt}$$

この両辺を、 t について積分すれば、

$$2\pi r^2 H = \phi - \phi_{t=0} \quad (1-6)$$

となる。通常のベータatronでは、 $t=0$ で、 $H=0$ 、 $\phi=0$ であるから、 $\phi_{t=0}=0$ となり

$$2\pi r^2 H = \phi \quad (1-7)$$

の関係が得られる。

軌道上の磁界の強さ H と軌道の内側の磁束 ϕ とが、(1-7)式のような関係にあれば、電子は半径 r で円運動しながら加速される。この r を通常 r_0 と書き、安定軌道半径と呼ぶ。(1-7)式は一般に2倍法則と呼ぶ。

II-2 電子の拘束

II-1にのべた2倍法則に従う磁界をつくれば 電子は半径 r で回転する。電子が この軌道にむかって収束されるようにしておかないと、軌道上の電子も、なにかの小さい衝撃とか、電子同志の反ばつ力のために軌道からはずれることが考えられる。そのため 磁界に電子の拘束力をもたせる必要がある。これを 半径方向(Radial方向) 軸方向(axial方向)の拘束について考える。

(1) 半径方向(Radial方向)の拘束

(1-2)式の如く 電子の半径 r で回転するときの求心力は

$$F_c = mv^2/r$$

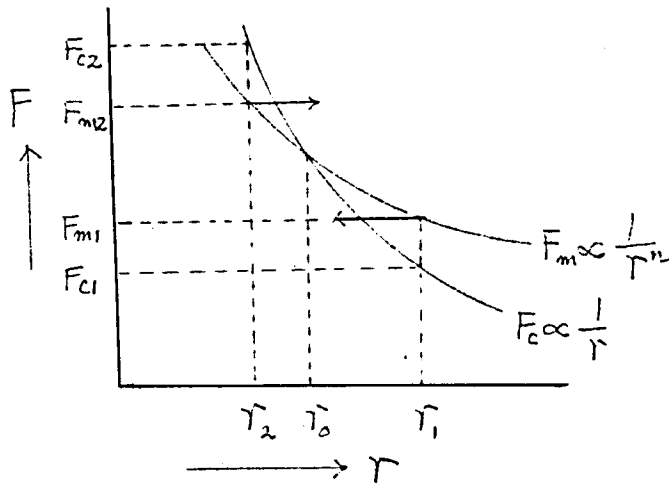
で表わされ、また、磁界によって曲げられる力は

$$F_m = eHv/c$$

で表わされる。

いま、第4図に示したように、 $r = r_0$ で $F_c = F_m$ 、 $r < r_0$ では $F_c > F_m$ 、 $r > r_0$ では $F_c < F_m$ となるような磁界を考える。

$r = r_0$ では $F_m = F_c$ で、電子は半径 r_0 で回転する。この電子が $r_1 > r_0$ の方向へ動いたとき、そのまま半径 r_1 で回転するには、求心力は F_{c1} あればよい。ところが、



第1-4図 F_c と F_m の関係

磁界による回転力 F_{m1} は F_{m2} より大きく、電子の回転半径は小さくされる。また $r_2 < r_0$ の方向へ電子が動けば、前と反対に $F_{m2} < F_{c2}$ となり、半径 r_2 で回転するには磁界の強さが足らず、電子は $r = r_0$ にもどされる。

$$F_c \propto \frac{1}{r}$$

であるから、上の条件を満たすには、安定軌道付近で、

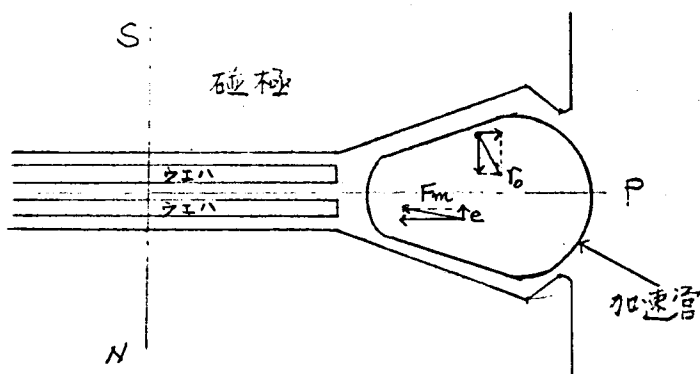
$$H \propto \frac{1}{r^n} \quad \text{ただし } n < 1 \quad (1-8)$$

であることが必要である。

(2) 軸方向(axial方向)の拘束

第1-5図に示すように 安定軌道付近の磁力線が外側へ曲っている

とき、図の中心平面Pから上では 磁力線は 外向きの成分をもち、下側では内側の成分をもっている。



第1-5図 軸方向の収束力

また、図のような磁界の方向であると、電子の回転方向は磁極のS側からみて右まわりである。図でいえば、紙面の裏から手前へくる方向であるが、この場合、中心から上方へ離れた電子は、磁界の外向きの成分により、フレミングの左手の法則にしたがい、中心平面の方へ曲げられる。下方へ離れたものは、逆に上方へ向けられて中心平面にもどる。磁力線が内側へ曲っていると、上に述べたことが逆になって、電子は中心平面から離れる。

このような磁界は

$$H \propto \frac{1}{r^n}$$

としたとき、 $0 < n$ であればよい。

したがって、半径方向、軸方向の収束を同時に行なうためには、上式 n の値が

$$1 > n > 0 \quad (1-9)$$

であることが必要である。

Ⅰ-3 電子のエネルギー

静止質量 m_0 の電子が、電圧 E で加速されて速度 v 、質量 m になったとき、電子のエネルギーは

$$mc^2 = m_0 c^2 \quad (\text{erg})$$

$$\text{ただし } m = m_0 \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

である。一方、(1-3)式を使って mc^2 の項を変形すると、

$$mc^2 = m v \frac{c^2}{v} = \frac{H e r}{c} \cdot \frac{c^2}{v} = H e r \cdot \frac{c}{v}$$

となる。電子は質量が小さいから、加速された場合、その速度は非常に大きくなり、MeVの単位になると $v \approx c$ と考えてよい。この場合

$$mc^2 = H e r \quad (\text{erg})$$

$$\text{ただし } e : \text{電子の電荷} (4.8 \times 10^{-10} \text{ e.s.u})$$

上式を erg から ev へ換算すると

$$1 \text{ MeV} = 1.6 \times 10^{-8} \text{ erg} \quad \text{であるから}$$

$$mc^2 = H \cdot r \times 4.8 \times 10^{-10} \times \frac{1}{1.6} \times 10^{-6}$$

$$= 3 \times 10^{-4} H \cdot r (\text{MeV})$$

$$m_0 c^2 = 9.1 \times 10^{-28} \times (3 \times 10^{10})^2$$

$$= 82 \times 10^{-8} \text{ erg}$$

$$= 0.51 \text{ MeV}$$

となる。

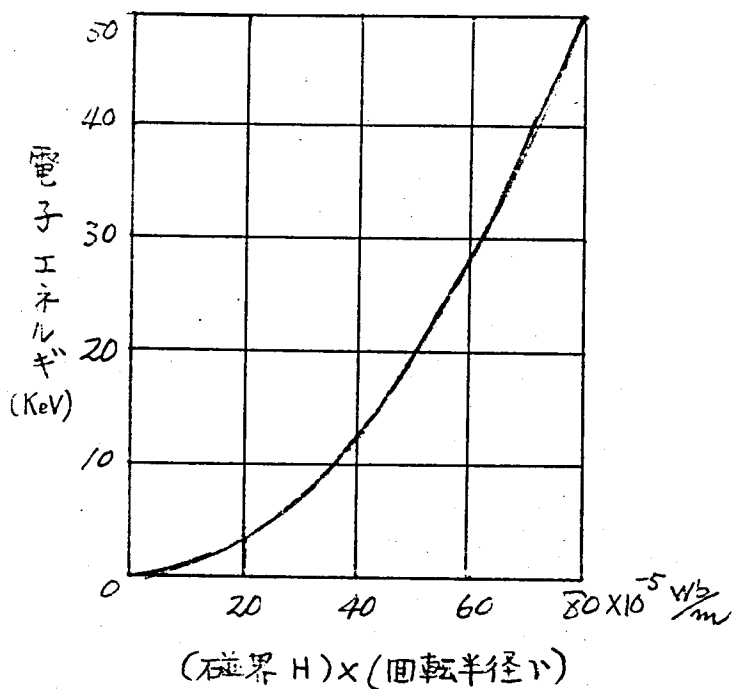
電子のエネルギー E_{MeV} は つぎの式で表わされる。

$$E_{\text{MeV}} = 3 \times 10^{-4} H \cdot r - 0.51 \quad (1-11)$$

II-4 電子入射

(1-11)からもわかるように、電子のエネルギーは磁界の強さにほぼ比例する。しかし、 $v \approx c$ とみなされないような低いエネルギーになると、両者の関係は直線的でなくなり、第1-6図に示すようになる。たとえば、電子が中心から17cmの位置にあって、その半径で回転するためには、磁界の強さが400eのときは、電子は37keVのエネルギーを持っていなければならない。

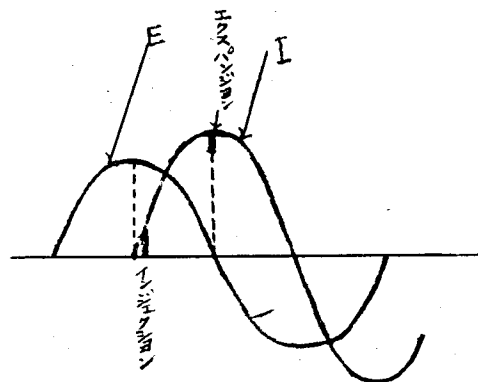
加速管の電子銃で得ることのできる電子のエネルギーは電子銃の構造上40KeV～100KeVまでであるから、加速管内に電子を打ち込む時刻は



第1-6図 電子エネルギーと磁界、回転半径の関係

磁界の強さが安定軌道上で 数十エルステッドになる時である。

電子のエネルギーが 最高に達するのは 磁界の強さが最大になったときであるから、加速管内への電子の入射時刻と X 線発生時刻の関係は第1-7図のようになる。



第1-7図 磁界と電子入射 X線発生の関係

② ベータトロンの発生出力を決定する要素

ベータトロンの発生出力に影響を与える因子は 非常に多い。それらのうちでもっとも影響の大きいものに、つぎのようなものがある。小形軽量にして、大出力のベータトロンの製作するためには、これらの諸点を十分考慮せねばならない。

②-1 電子のエネルギー (E_{MeV})

発生出力にもっとも 大きな影響を与えるものは 電子のエネルギーである。X 線発生出力 (線量率) を I エネルギーを E_{MeV} で表わすと つぎの

ようになる。

$$I \propto E_{\text{Mev}}^{\xi} \quad (1-12)$$

ξ は 磁極の構造，加速管の構造によってきまる係数で，一般に 3～4 と考えられているが 筆者の製作したベータトロンでは 4～5 近くの値をとるものもあった。

したがって，大出力の装置をつくるには エネルギーを高くするのがもっとも 効果がある。

しかし エネルギーをあまり高くすると 装置の重量が大きくなりすぎて取り扱いが困難になる。

また応用面からしても，工業上の非破壊検査に対しては，エネルギーがあまり高くなると 放射される X 線の物質に対する吸収係数がかえって大きく透過度が悪くなる上に，加速管から放射される放射角も狭くなり，大きな被写体の撮影には撮影距離を大きくとらなければならないとか⁽²⁾ 医学上の放射線治療装置として用いる場合にも，皮膚のうける入射表面線量を少くして治療に必要な深部の病巣に大量の線量を与えることができて，かえって 身体より出る場所（裏側の皮膚）のうける表面線量（出射線量）が大きくなり 結局皮膚のうける表面線量の総和が増大することになるとかの観点から，電子エネルギーの適当であることが必要で，その選定は大切な問題である⁽³⁾。

②-2 励磁周波数 (f)

第 1-7 図に示したように X 線は 1 サイクルに 1 回だけ発生し，X 線出力 I は 周波数 f に比例するので 周波数はできるだけ高くすることが望ましい。

$$I \propto f \quad (1-13)$$

しかし 周波数の約 2 乗に比例する鉄損が増大するためにおきる磁極の温度上昇とその冷却法の合理的設計が装置の安定な動作を決定することになる。

筆者は これらの要素を勘案し わが国で初めての周波数 3 倍変圧器を

設計し 商用周波数の3倍周波数で励磁する15MeV ベータロン装置を開発した。

図-3 加速管断面積(S)

ベータロンでは、上下1対の磁極で、はさまれた狭い空間を電子が振動しながら回転するのであるから、加速空間があまり狭いと加速中に電子が加速管壁に当たってしまう。したがって加速される電子の数は 加速空間が 大きいほど多くなることが予想され、概算的には X線出力Iは 加速空間の断面積Sに比例するものと考えられる。

$$I \propto S \quad (1-14)$$

図-4 インジェクション電圧(V_i)

加速管に 最初に電子を加速管内に打ち込むとき、単純にはフィラメント電流を適当に調整し、入射電圧を高くすると X線出力Iは インジェクション(入射)電圧 V_i に ほぼ比例するとしてよい。

$$I \propto V_i \quad (1-15)$$

したがって、加速管の排気作業中、電子銃部に適当な処理をほどこして電子銃自体の耐圧をあげ V_i をできるだけ高くしうるようにし、印加パルスの波形(波高値)を考慮して、安定軌道に捕捉される電子の数を多くすることが 出力を増大するためには必要である。

第3節 磁極の基礎諸元を得るための概略設計法

変圧器、電動機などの他の電気機器と同じく 設計の基礎諸元を決定するために まず 必要な仕様を満足する概略設計を行い その基盤の上に立って、より精密、厳密な補正、修正を行って すぐれた綿密な機器の設計が達成される。本節では 筆者が行った磁極の概略設計法についてのべる。

① 電子エネルギー E_{MeV} とX線出力Iとの関係

電子のエネルギー E_{MeV} の決定は 放射されるX線、電子線の物理学的性質 すなわち

(1) 吸収係数

(2) 放射角

(3) 深部量分布

などが 要求される使用目的の仕様に合致しているかどうかによって行う。工業的応用の非破壊検査の場合は、被写体材質の吸収係数と放射角とを考慮し、医学的応用の放射線治療の場合は生体内での深部量率の状態から装置として必要な電子エネルギー E_{MeV} を選定する。

電子エネルギー E_{MeV} と X 線出力 I との相関関係は 第 2 節 (1-12) 式にて与えられる。その値は 筆者の製作した数台のベータトロンから 4 ~ 5 と考えて 概算計算することが望ましいと考えている。

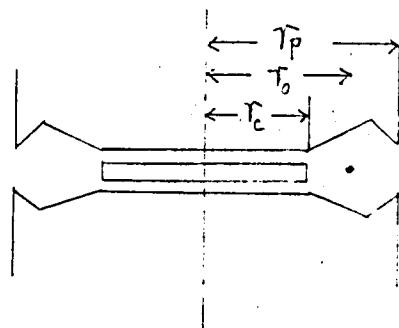
ベータトロンから放射される X 線または電子線の如き 高エネルギー放射線の測定では 測定器の種類、測定方法によって、測定値は大きく異なる。

30 ~ 200 KeV の絶対測定法は アメリカでは National Bureau of Standards、わが国においては電気試験所などの国立の研究所に各国とも国家の認定した標準電離槽を設備して、標準放射線線量率測定法を決めている。しかし 超高エネルギーの放射線に対しては まだ 国際的に認められた線量率の測定器、測定法は存在していない。

筆者は ベータトロン装置の開発の当初から 測定の線量率の標準として、電離槽式のアメリカの National Bureau of Standards が採用しているビクトリーン社製のラドコンのプルーブ 606 号を用いて⁽³⁾ X 線または電子線から 1 m の距離においてアクリルライト中の電子平衡の状態 で測定した値を採用してきた。

② 磁極寸法の決定

まず第 1-8 図の磁極の 中心部半径 r_c 安定軌道半径 r_o 外側部半径 r_p をきめる必要がある。



第 1-8 図 磁極の各種構成寸法

②-1 安定軌道半径 r_0 の決定

第2節の(1-11)式から

$$r_0 = \frac{10^4}{3H_0} (E_{\text{MeV}} + 0.5)$$

をうる。ただし

$$r_0 \quad \text{cm}$$

$$E_{\text{MeV}} \quad \text{MeV}$$

$$H_0 \quad \text{Gauss} \quad \text{である。}$$

磁極の磁気材料、構造から $H_0 = 3000 \sim 4000 \text{ Gauss}$ にとるのが普通である。

②-2 r_c の決定

②-1において 安定軌道半径 r_0 をきめたが、ベータトロン出力をできるだけ大きくするためには、空隙断面積を最大になるような設計をする必要がある。

いま、磁極の傾斜部分の任意の位置の空隙間隙長を ℓ_g とすれば 第2節(1-8)式より $H \propto \frac{1}{r^n}$ の関係がある。

また $H \propto \frac{1}{\ell_g}$ であるから

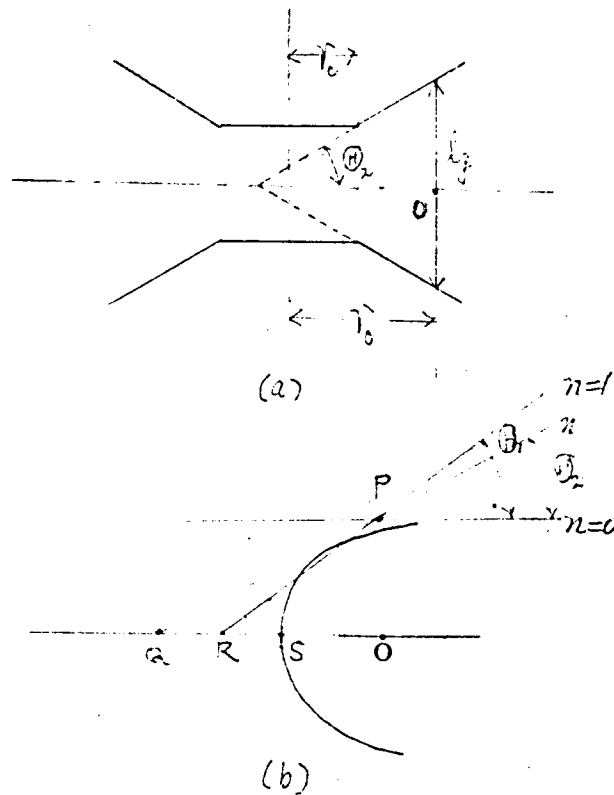
$$\ell_g = kr^n \quad (k \text{ は比例常数})$$

となる。第1-9図において磁極の傾斜部分の磁界を *guiding field*, 中央の平行部分の磁界を *Center field* とよぶことにする。

磁極の中心Rと安定軌道Oとの距離 r_0 とその空隙間隙長 $\frac{\ell_g}{2}$ の比 $\frac{\ell_g}{2r_0} = \tan \theta$, すなわち 第1-9図(b)の $\angle PRO$ は $n=1$ の傾斜を表わす。

次に P点において $\theta_2 = n\theta_1$ の線を引き ORとの延長と交わる点をQとすれば n の傾斜を $\angle PQO$ のPQから求めることができる。

空隙断面積を最大にするには、安定軌道の位置Oを一つの中心としてPQに切する楕円をかき OQとの交点Sとするならば RSは r_c を与えることになる。



第1-9図 磁極guiding field部の傾斜

インジェクタとターゲットを同じ位置におく加速管を設計する場合 第3章第3節図において くわしくのべる加速管内における電子入射時の自由振動，いわゆるベータatron振動により，電子のインジェクションイメージが 丁度 $\pi(1-n)^{1/2}$ の所にできるから 加速管内において，衝突により失われる電子を 少くてすむようにするには $n=\frac{3}{4}$ 近くの n の値をとるのが望ましい。

図-3 加速管の形状と r_p の決定

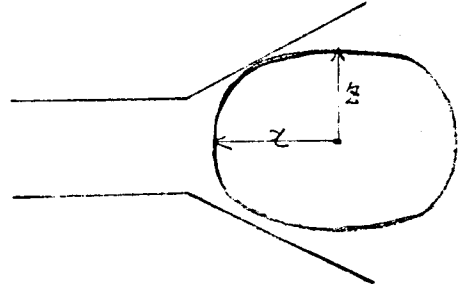
図-2のように 磁極傾斜から形成される空隙に 一ぱいにはまり込む楕円をかいて 加速管の形状を推定したが，D.W.Kerst⁽⁵⁾らの与える加速管での入射電子の振動の水平，垂直振巾の比は

$$\frac{x}{z} = \left(\frac{n}{1-n} \right)^{\frac{1}{2}}$$

であるので 加速管断面の水平と垂直を上式の比に設計すればよいのであるが、加速管の構造上、水平面には 電子銃、ターゲットなどの電子運動の障害になる構造が必要であるから 子午平面断面を上式の値より大きくする方がよい。したがって 筆者は

$$\frac{x}{z} = \left(\frac{n}{1-n} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (1-16)$$

の式を用いて加速管の形状を決定する。



第1-10図 磁極の加速管挿入部断面

いま $n = \frac{3}{4}$ とすれば

$$\frac{x}{z} = 1.32 \approx \frac{4}{3} \text{ となる。}$$

r_p は この加速管断面をおおうようにして、図形的に決定することができる。

[2]-4 磁極の縁調整

第1-11図の磁極の縁の斜線部分がないときには $n=1$ の等磁界線が空隙内にくい込み $0 < n < 1$ の領域が狭くなる。

[2]-5 アンペアターンの決定

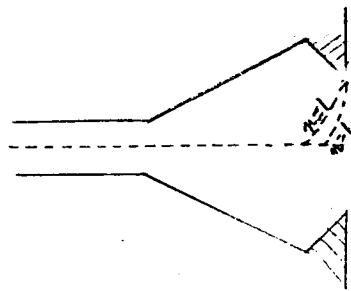
$H \propto \frac{1}{\ell_g}$ の関係があるものとして、あらゆる場所において励磁に必要な A.T. は

$$NI_e = \frac{1}{4\pi} \ell_g H_r$$

安定軌道上においては

$$NI_e = \frac{1}{4\pi} \ell_g H_0$$

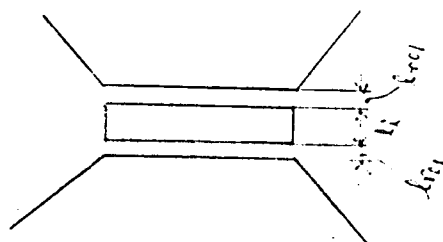
である。



第1-11図 磁極の縁

こゝで N は 励磁コイルの巻数
 I_e は 励磁電流 (A)
 ℓ_g は 空隙の大きさ (cm)
 H_0 は 安定軌道上の磁束密度 (Gauss)

図-6 中心空隙 ℓ_{rc} の決定



第1-12図 磁極の中心空隙

第2節でのべた(1-7)式から

$$\phi = 2\pi r_0^2 H_0$$

また
$$NI_e = \frac{10}{4\pi} \ell_g H_0$$

$$NI_e = \frac{10}{4\pi} \ell_{rc} H_{rc}$$

の諸条件から r_c 内の磁束密度 H_{rc} を磁極形状と安定軌道半径 r_0 上の磁束密度との関連条件の許容範囲内で予め設定して、上式を用いて、磁束空隙 ℓ_{rc} を求め、その操作をくりかえして適正值を決定する。第1-12図において $\ell_{rc} = 2\ell_{rc_1}$ ℓ_i は空隙が $2\ell_{rc_1}$ になるように挿入された珪素鋼板ブロックであるウエハの厚さである。

たとえば $r_0 = 10 \text{ cm}$

$$H_0 = 3000 \text{ Gauss}$$

$$\ell_g = 5 \text{ cm}$$

とすれば

$$\phi = 2 \times 10^6 \text{ Gauss (cm)}^2$$

$$NI_e = 1.2 \times 10^4 \text{ A.T.}$$

となる。

したがって $1.2 \times 10^4 = 0.8 \times H_{rc} \times \ell_{rc}$

となるので、

いま $H_{rc} = 7500 \text{ Gauss}$ と仮定すれば

$$\ell_{rc} = 1.68 \text{ cm} \text{ となる}$$

すなわち 中心部の空隙が 1.68 cm になるようウエハの厚サ ℓ_i をきめる。

②-7 磁極の厚サの決定

磁極の厚サを制約する要素は 特に存在しない。磁極の周囲をとりまく励磁用コイルなどの構造から厚サをきめればよい。しかし、重量を軽くするためには、できるだけ薄くすることが望ましい。

②-8 共振コンデンサ容量Cの決定

励磁コイルの N および励磁電流 I_e がきまれば コイルのインダクタンス L は

$$L = \frac{\phi_{\text{total}} \times N \times 10^{-8}}{I_e} \text{ の関係から,}$$

共振コンデンサ C は

L と並列共振を行う条件である。 $C = \frac{1}{4\pi^2 f^2 L}$ から求めることができる。

②-9 ヨークの断面 S_y

ヨークの断面 S_y は 次式から求めることができる。

$$S_y = \frac{1}{2} \frac{\phi_{\text{total}}}{H_y}$$

磁気材料の向上により H_y の値は大きくとれるので、高出力で軽量のベータトロン装置の設計には H_y は重要な要素である。

しかし、一般に $H_y = 5000 \sim 7500 \text{ Gauss}$ 位にとる。

②-10 損 失

(1) 鉄 損

鉄の重量、種類、磁束密度がきまれば 計算できる。

(2) コンデンサ損

コンデンサ損は、使用周波数によって異なる。その値はコンデンサの KvA の約 0.2% 位である。

第4節 磁極形状の決定

□ 電解槽による形状の検討

加速管中において 電子のエネルギーを低下させずに 電子流を大きくするには いろいろの条件が必要である。まず 加速管中の電子の加速の有効領域の断面積を大きくすることが必要である。そのためには 加速管を包らくする磁極間隙を大きくしなければならない。しかし そのようにすると電子の拘束力を決定する $1 > n > 0$ の条件を満足する加速有効領域の横幅が狭くなる。ゆえに、その断面積は、必ずしも 増加した結果にはならない。加速管内の子午面上の磁束密度を H_r とすると

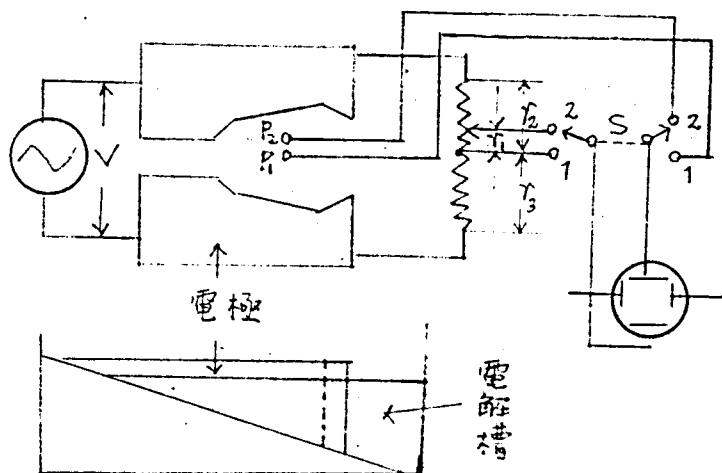
$$n = -\frac{\partial \log H_r}{\partial \log r}$$

により n は与えられる。磁極間隙を大きくすると $n=1$ の境界が 安定軌道半径上近くまで入りこんでくる。

磁極の外周から $n=1$ の限界の侵入は 本章第3節であらましをのべたように、磁極の縁を設ければ $n=1$ の境界線を外側に出させることができる。磁極の内側においては、磁極の中心部にウエハを設ければ $n=1$ の境界線を内側に入れることができる。いま、磁極の形状をどのようにすればよいかについて軸に対称な3次元の模型をつかった電解槽実験でしらべた結果を報告し、ならびに、同じく各種寸法形状の磁極による磁束分布の変化の模様についての検討結果を報告する。

□-1 実験用電解槽とその回路

等電位線を紙面にプロットし、その後、その間隔を測定し、電解強度を示す磁束分布の相対値を求めるのであるが、使用するパンタグラフの避けられないガタのために、線間距離を測定するときにおきる誤差をできるだけ小さくする目的で第1-13図に示すように 2~3 mm の間隔に P_1 , P_2 の探針を立て、そのうち1本、つまり、 P_1 を基準とする。次に、スイッチ S を1の位置にし ブラウン管上のフレが最小になるように探針の位置を調整し、次に S を2の位置にたおして 前と同様にブラウン管上のフレ



第1-13図 電解槽による測定回路

が最小になるよう r_1 を調整する。

このとき P_1 , P_2 間の電位差は

$$V \frac{r_1}{r_2 + r_3}$$

である。($r_2 + r_3$)は一定であるから r_1 の値そのものが 電解強度に比例した値となる。

$r_2 = r_3$ とすれば 子午面上の電解強度が求められる。また r_2 と r_3 の比を変えれば 任意の等電位面上の電解強度が求められる。

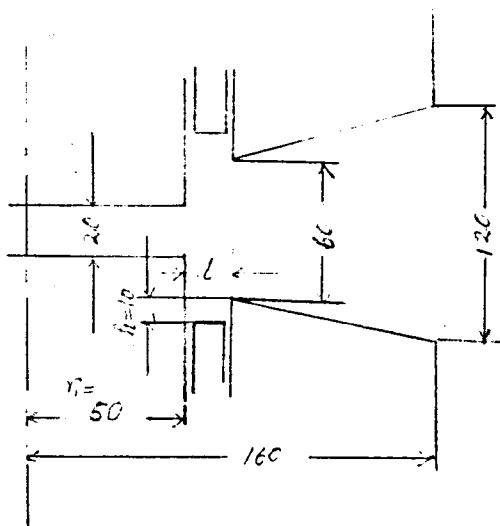
II-2 実験結果

(1) 磁極の内側における $n=1$ 領域の検討

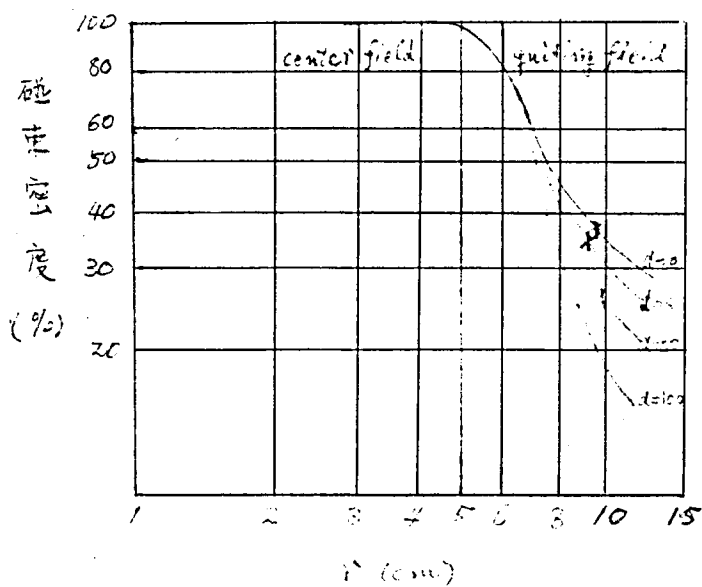
磁極の模形は 第1-14図に示し磁極の guiding fieldの開きは、第3節にのべた磁極の概略設計法に従って、安定軌道 $r_0 = 120 \text{ mm}$ $n=3/4$ になるように作図した上で製作した。

測定上の変化部分として guiding fieldと Center field との間隔 d を0から ∞ と考えられる程度まで段階的に変えられる構造にした。その d の値に対して子午面上における磁束の変化を Center field を100とした各点の値をプロットしたのが

第1-15図である。



第1-14図 磁極のcenter fieldとguiding fieldとの接合部の関係



第1-15図 磁極部の磁束分布変化

第1-15図のX印は $n=1$ になる子午面上の位置を示す。この結果より、 d の値によって $n=1$ になる子午面上の r の値には、最小値をと

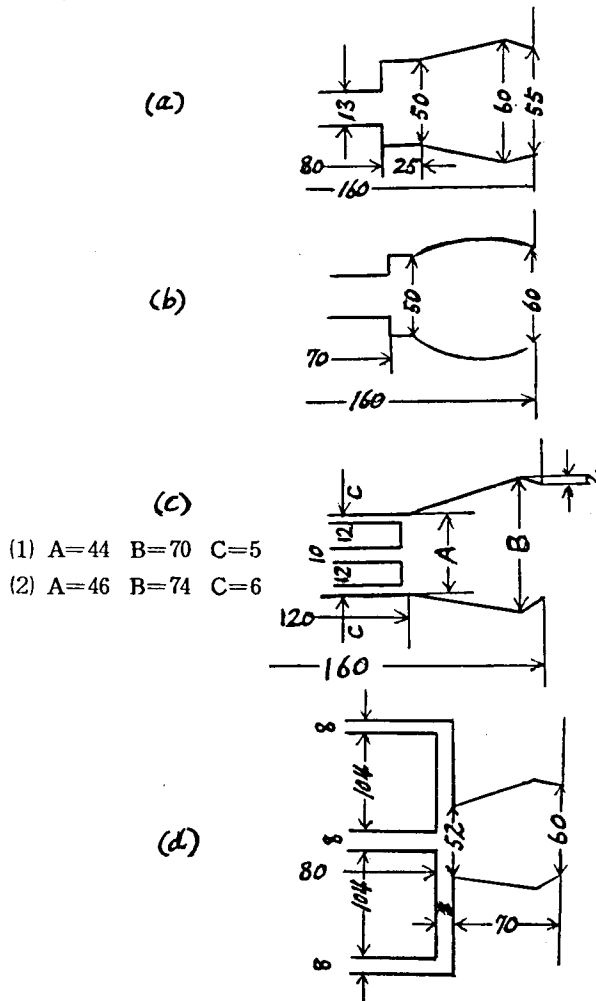
る子午面上の位置のあることがわかる。

また、第1-14図の h の値をかえても、第1-15図の $n=1$ になる領域は余り変わらない結果をえた。

つまり、磁極の加速有効面積を大きくするためには、磁極の内側の center field と guiding field との境目に 水平に近い適当な巾の平面をもつことが 大いに有効であることがわかる。

(2) 各種磁極の磁束分布の測定

検討に使用した磁極の寸法、形状を第1-16図に示す。



第1-16図 各種空隙形状の磁極

すなわち (a)は Center 部分と guiding 部分との間に 水平部分
があり 段のついた磁極

(b)は guiding 部分が ある曲率をもち直線でない磁極

(c)は ウェハをもち center 部分が guiding 部と傾斜
のある 直線で接続する磁極

① $A=44 \quad B=70 \quad C=5$

② $A=46 \quad B=74 \quad C=6$

(d) ウェハ部分が center 部分に凹状があり

guiding 部分とある空隙をもって接続する磁極

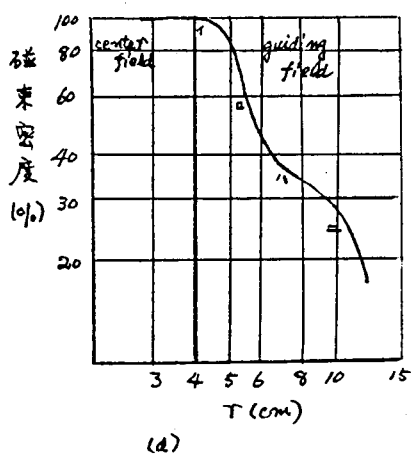
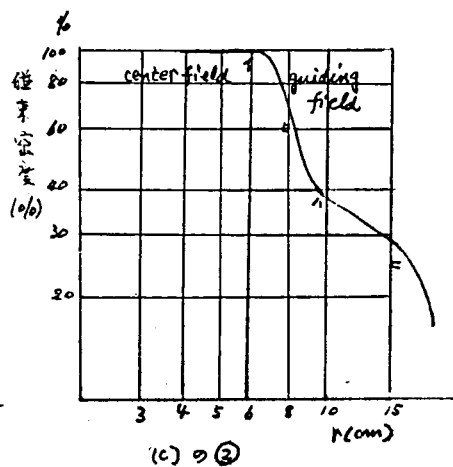
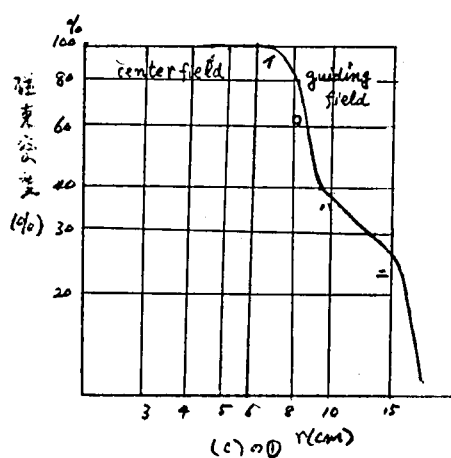
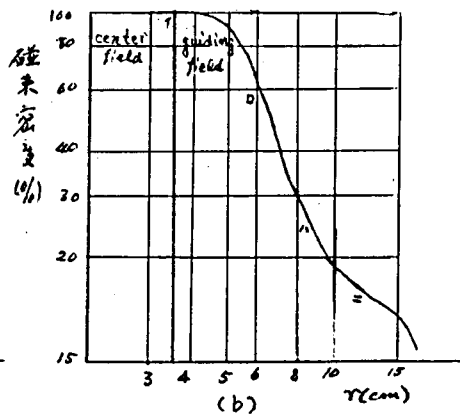
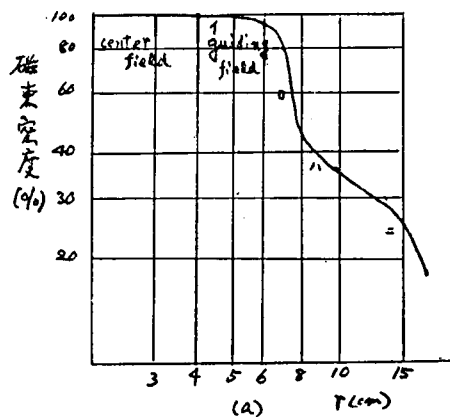
の 5 種類である。

第1-15図と同じく center field の磁束密度を 100 とした場合の子午面上の各点の値をプロットしたのが第1-17図である。

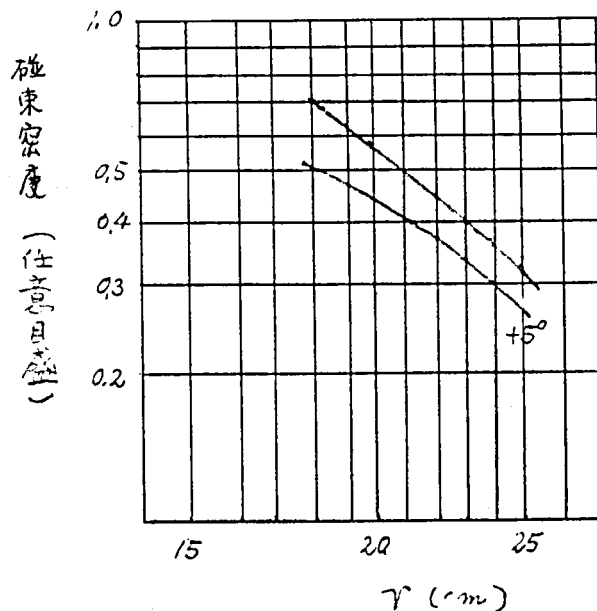
第1-17図(c)の①および②の曲線のイロハの傾斜は他のものより大きく, center field と guiding field との距離が短くて guiding field となる領域が広い。したがって, 第1-16図(c)の①と②の磁極はこの点好ましいものである。

工作の容易さからは第1-16図(a), 空間断面積の点からは 第1-16図(c)の磁極がすぐれている。

磁極外側の縁を 5° 広げた場合, $n \leq 1$ の領域が第1-18図のように外側へ移る傾向を示し, また磁極の縁をあまり大きくすると $n < 0$ となる危険性を生じてくるので磁極の縁の大キサには最適値のあることがわかる。



第1-17図 磁極の磁束密度分布



第1-18図 磁極の縁の開きと磁束密度

② 最適磁束分布を実現する磁極形状の実験式

①においては電解槽を用いて 子午面上における磁束の分布を推定して、ベータatron装置としての最適の磁極を設計する実験についてのべた。さらに詳しく磁界の状況について知ることは 磁極の空隙の磁束分布が、加速電子の安定軌道半径、電子の集束力などを決定するのであるから、すぐれたベータatron磁極を製作する上において極めて重要である。

今迄の検討では狭い磁極間隙中のどこをとっても磁力線が 子午面にはほとんど直角であり、しかも渦のない磁場の条件式である次式

$$\text{rot} H_r = 0$$

の極めて 粗い近似解であるところの

$$\ell_g \cdot H_r = \text{const} \quad (1-17)$$

を用いて 磁極の形状 ℓ_g の大凡の形を求めて 電解槽により模形実験を行いカットアンドトライにより磁極を設計した。

(1) H_r の r 方向の変化のはげしい、すなわち

$$n = -\frac{\partial \ell_g H_r}{\partial \ell_g r} = -\frac{r}{H_r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial r} \quad (1-18)$$

の絶対値が大きい場合、また ℓ_g が非常に大きい場合には (1-17) 式に対する誤差が大きくなる。

(2) また、模形の近似度、測定器または実験による誤差などから 求めた結果の精度は悪くなる。

そこで 筆者は 電解槽実験をくりかえして製作した磁極の磁束分布の測定曲線から実験式をつくり、それを用いて最適磁束分布を与える磁極を製作する方法について研究を行った。

②-1 実験式

磁極の半径方向の磁束分布は、実測の結果 第1-17図のようになったので 磁束の変化の近似式を次のようにした。

$$\left. \begin{aligned} H_r &= a & r \leq c \\ H_r &= a - b(r-c) - d \{ 1 - e^{-\alpha(r-c)} \} & r > c \end{aligned} \right\} \quad (1-19)$$

ただし

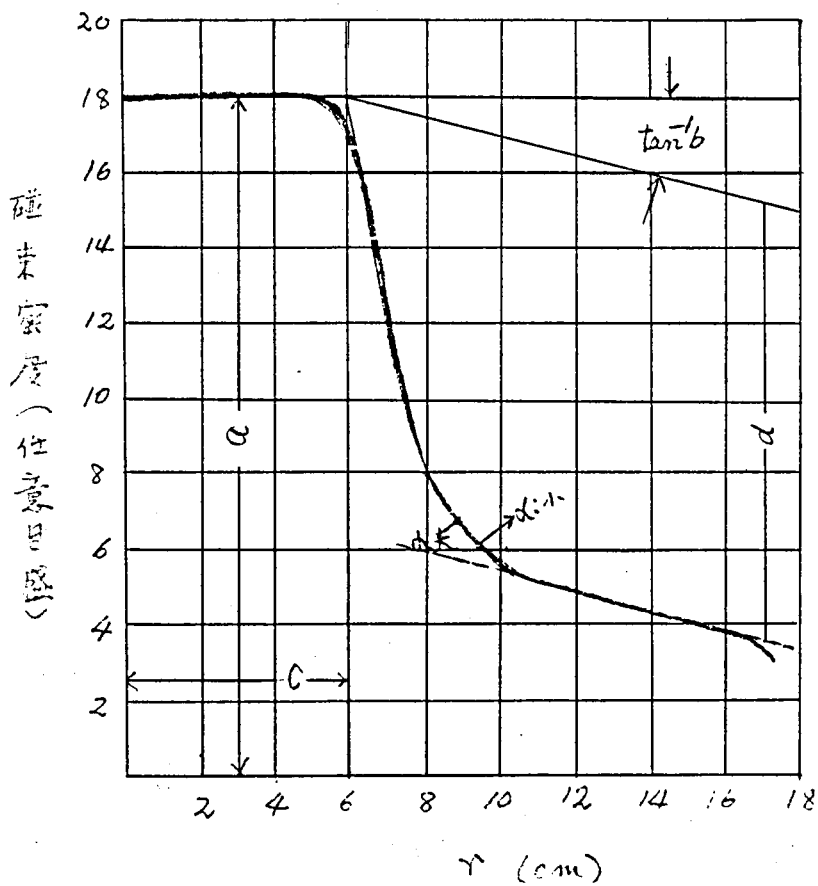
a : center fieldの磁束密度 (磁束密度に比例)

b : center fieldと guiding fieldとのつなぎ目の直線部の
傾斜

c : center fieldの半径 (cm)

d : guiding fieldの降下分 (磁束密度に比例)

α : 磁束密度の降下する速さ



第1-19図 実験式作成のための磁束密度分布の一例

(1-19)式を用い磁束を求めると

$$\begin{aligned}\phi_r &= \int_0^r H_r dr \\ &= A + Br^2 - Cr^3 - \frac{2\pi d}{\alpha^2} (\alpha \cdot r + 1) \cdot e^{-\alpha(r-c)} \quad (1-20)\end{aligned}$$

(1-18)式と(1-19)式から

$$-n = \{d + \alpha \cdot d \cdot \epsilon^{-\alpha(r-c)}\} \cdot \frac{r}{H_r} \quad (1 \cdot 21)$$

ただし

$$A = (d - bc) \pi c^2 + \frac{2}{3} \pi bc^3 + \frac{2\pi d}{\alpha^2} (c\alpha + 1)$$

$$B = (a + bc - d) \pi$$

$$c = \frac{2}{3} \pi b$$

さきにのべたように 磁束変化の最小半径 すなわち $\frac{d\phi_r}{dr} = 0$ を与える r が 安定軌道半径 r_0 となる。

すなわち

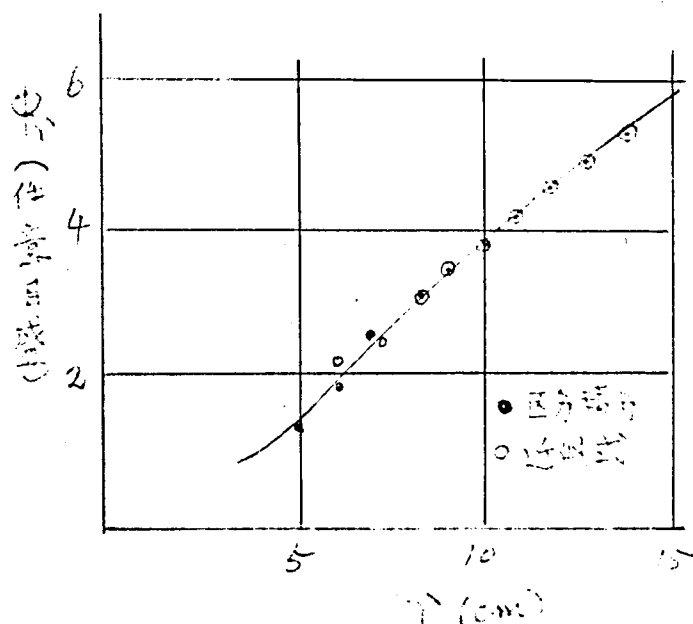
$$\frac{d}{dr} \cdot \frac{\phi_r}{r} = \frac{-A}{r^2} + B - 2cr + 2\pi d \epsilon^{-\alpha(r-c)} + \frac{2\pi d}{\alpha^2 r^2} (\alpha r - 1) \epsilon^{-\alpha(r-c)} \quad (1 \cdot 22)$$

から求められる。

上式の近似精度は 筆者の製作した磁極について検討した結果相当高い。

第1-20図は、 $a=17.7$ $b=0.2$ $c=6.1$ $d=11.9$ $\alpha=0.8$ とし、(1-20)式を用いて計算したものと、磁束密度分布曲線を区分積分にて求めた 磁束とを比較するために示した。

$r=6$ cm $r=7$ cm 附近で 多少の誤差があるが それ以上の半径のどの点においてもよく一致している。



第1-20図 磁束分布の区分積分法と近似式との比較

図-2 実験式を用いての磁極の検討

(1) 近似式からの磁極形式への変換

いま、磁極間隙が(1-17)式を満足する範囲のものであると仮定すれば $l_g H_r = \text{const}$ であるから(1-19)式から

$$l_g = \frac{D}{a - b(r-c) - d \{ 1 - e^{-\alpha(r-c)} \}} \quad (1-23)$$

とかくことができる。

こゝで $D = \text{const}$ とす。

$$\text{いま } a = 17.9$$

$$b = 0.2$$

$$c = 6.1$$

$$d = 11.9$$

$$\alpha = 0.8 \quad \text{の場合} \quad (1-23) \text{式の分母つまり}$$

(1-19)式は

$$H_r = 17.9 - 0.2(r - 6.1) - 11.9 \{ 1 - e^{-0.8(r-6.1)} \} \quad (1-24)$$

また 中心部の空隙 17.7 中心部の磁束密度 17.9 とすれば

$$D = 17.7 \times 17.9 \quad \text{となる。}$$

上の関係より 磁束分布が(1-24)式で表わされる磁極で $H_r \cdot \ell_g$ の関係
を求めると 第1-1表のようになる。

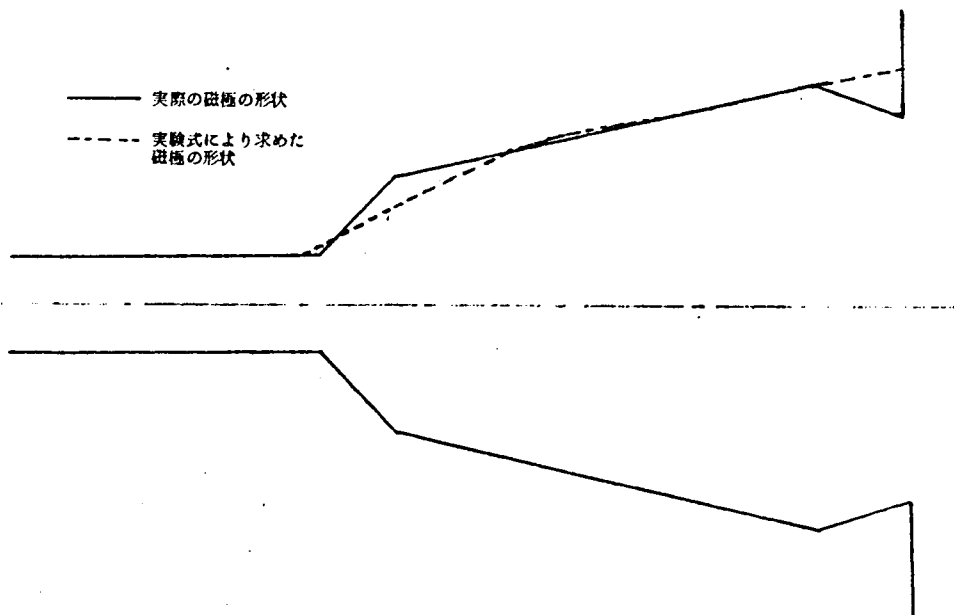
第1-1表 空隙長と磁束密度との関係

$\gamma(\text{cm})$	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
H_r	17.9	11.2	8.0	6.4	5.7	5.2	4.9	4.7	4.4	4.2	4.0	3.8
ℓ_g	17.7	28.5	39.8	49.8	56.0	61.3	65.0	68.5	72.4	75.9	79.7	83.8

この関係から作図した磁極と最終的に決定した磁極の形状とを比較
すると第1-21図の如くで安定軌道部附近では完全に一致する。

磁束密度が急激に変る部分である center field と guiding
field とが接する部分と、外側の縁の部分とにおいては 磁力線の
弯曲が いちぢるしいなどの理由で 近似が 悪くなっている。

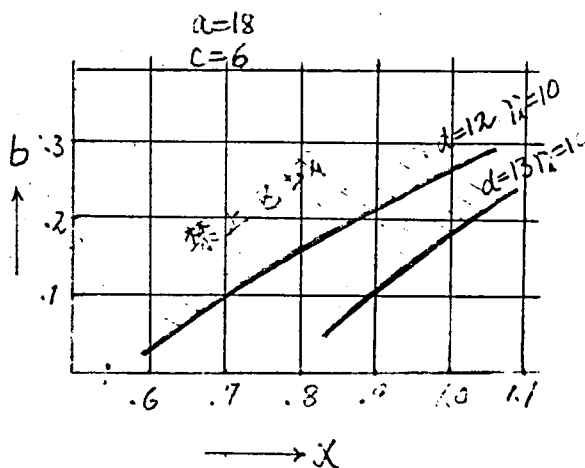
したがって、その部分に対する近似は電解槽実験によって検討する
より方法がない。



第1-21図 実験式により求めた磁極形状と最終磁極形状の比較

(2) 各常数に対する制限条件

電子の加速拘束条件である $0 < n < 1$ に対して (1-19) 式の各常数に与えねばならない制限条件について検討する。たとえば



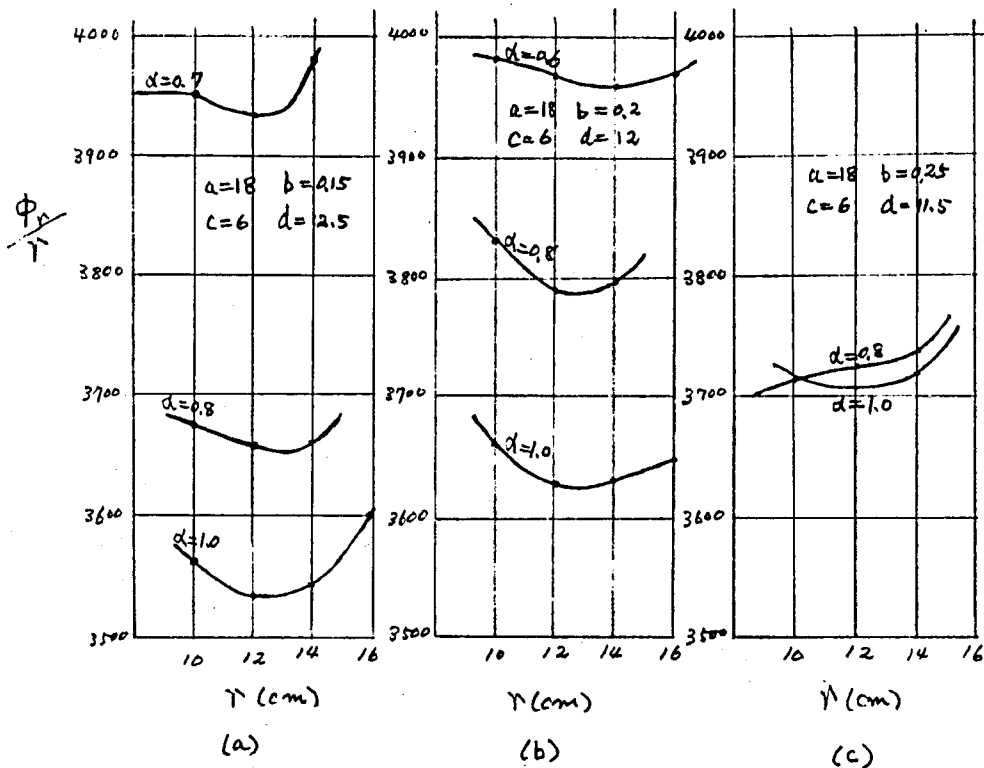
第1-22図 実験式の常数の禁止帯

$a=18$ $c=6$ 子午面上において, $n=1$ となる 半径を $r_1=10$ として $d=12, 13$ に対する磁極の傾斜を与える要素 b, α は 第1-22図におけるハッチング部分においては $0 < n < 1$ の条件から, はずれて不都合な値となる。

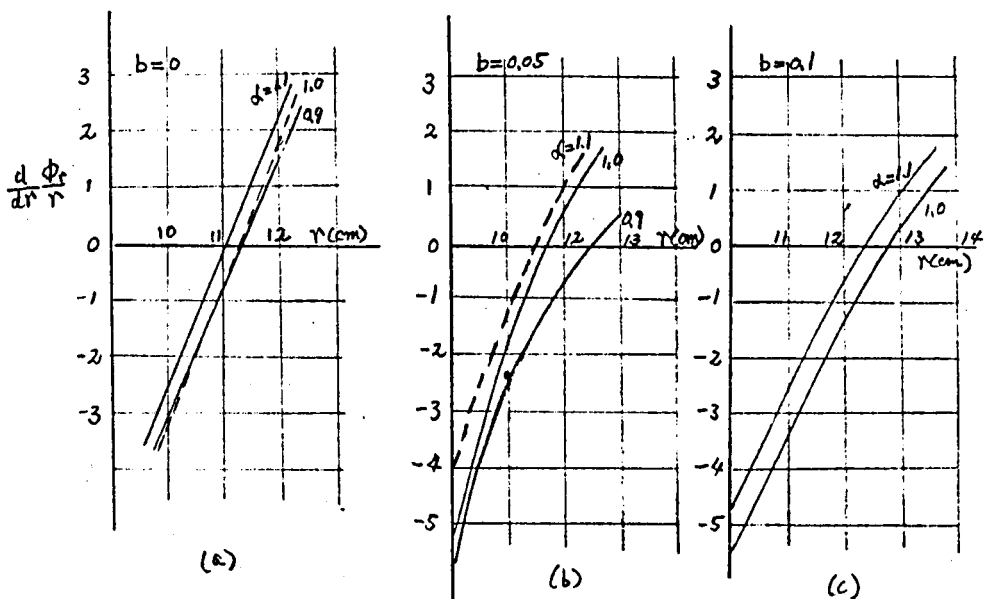
いま, $a=18$ $c=6$ とし, b, d, α をかえた場合の r と $\frac{\phi_r}{r}$ との関係を計算したものを 第1-23図 (a), (b), (c)に示し

第1-24図(a)(b)(c)は $a=18$ $c=6$ $d=13$ とした場合, 第1-25図(a)(b)は $a=18$ $c=6$ $d=12$ とした場合に b, α ,をかえたときの r と $\frac{d\phi_r}{dr r}$ の関係を示した。

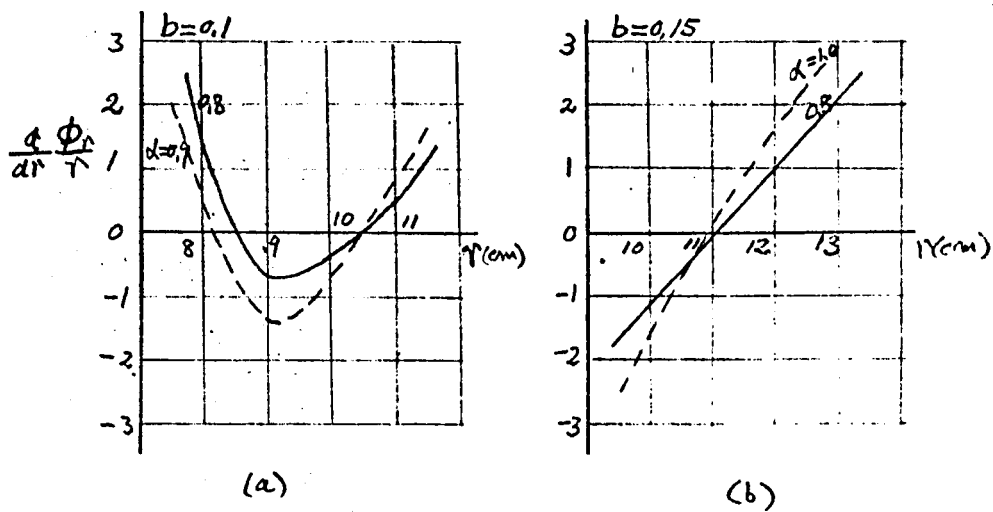
安定軌道半径は, 第1-23図においては 曲線の最小値から, 第1-24図, 第1-25図においては 曲線が 横軸と交わる点から求めることができる。



第1-23図 $\frac{\phi_r}{r}$ と r との関係



第1-24図 $\frac{d\phi_r}{dr} \frac{\phi_r}{r}$ と r との関係 ($a=18$ $c=6$ $d=13$)

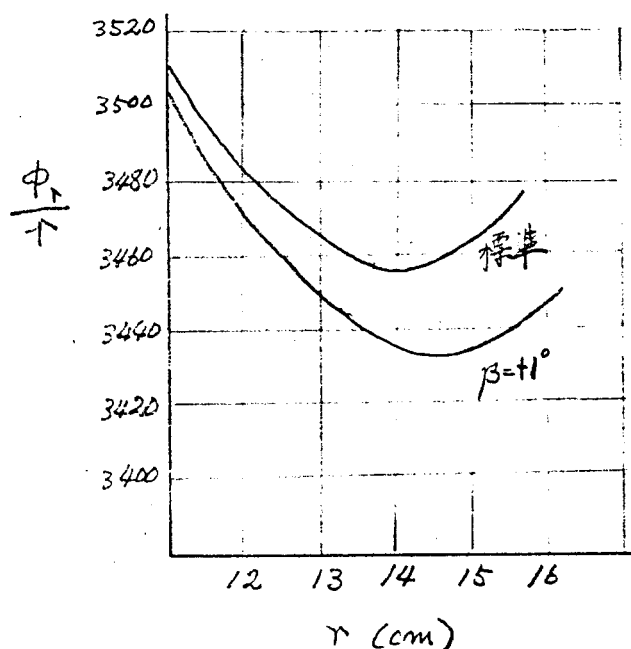


第1-25図 $\frac{d\phi_r}{dr} \frac{\phi_r}{r}$ と r との関係 ($a=18$ $c=6$ $d=12$)

電子の加速力・拘束力，電子のインジェクタとターゲットの位置などの条件から $n = \frac{3}{4}$ 近くの値をとることが好ましいことについてはすでに述べたが これらの曲線から $n = \frac{3}{4}$ 近くの値に対する 各常数の適当な値をえらぶことができる。第 1-25 図の $b = 0.1$ の値に対して，

$$\frac{d}{dr} \frac{\phi_r}{r} = 0 \text{ の値が 2 つ存在することは，電子の運動に対して}$$

好ましくないので避けるべきである。



第 1-26 図 磁極の開きによる磁束密度分布の移動

次に 製作工作上の誤差が安定軌道の位置に与える影響について検討した。

電解槽実験にて磁束分布曲線を求め(1-19)式の常数を求めると第1-26図の β が $+5^\circ$ 開いたときのものと標準のものについて(1-19)式の常数を計算すると第1-2表に示すようになる。

第1-2表 標準磁極と傾斜が 5° 開いたときの実験式の常数

磁極の種類	a	b	c	d	α
標 準	1.8	0.1	6	13.25	0.9
$+5^\circ$ 開く	1.8	0.15	6	13.45	0.8

各常数が 開き角度に対して直線的に変化するものとして β が $+1^\circ$ 開いたときの ϕ_{r_T} は第1-26図のようになる。従って $+1^\circ$ の開きによって安定軌道半径は 1 cm 近く移動することがわかるので 磁極面の加工精度を 相当高くする必要のあることが推察される。

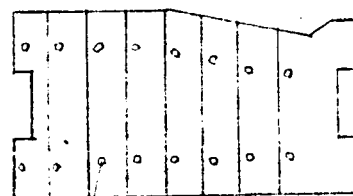
第5節 磁極部の構造設計

Ⅰ 磁極の構造と製造

Ⅰ-1 磁極の構造

磁極の形状の設計については すでにのべた通りであるが 実際上の構造について 筆者の考案実施した内容について のべる。

珪素鋼板を第1-27図のように数枚重ね合せたセグメントを中心角 10° 前後の扇形ブロック(セクタ)にしたものを



点溶接



第1-27図 磁極のセクタ

放射状に並べ、所定の直径になるように治具で成形して、中心部を溶接して固定する。セクタは10数種の形に打抜いた高導磁率の珪素鋼板の短辺の方向と圧延方向が一致するように切断して、点溶接によって組み立て、第1-27図に示す階段状にする。

セクタを放射状に成形する時に 中心には釣り下げ用ボルトを固定するためのナットとセクタを溶接する中心材を入れて セクタは中心材に溶接する。磁極の周囲には 中心のナットがはまり込むための切り欠きと同じような切り欠きをつくり、そこにフェノール積層管のバンドを入れて 中心の溶接が外れても磁極の形がくずれないようにする。

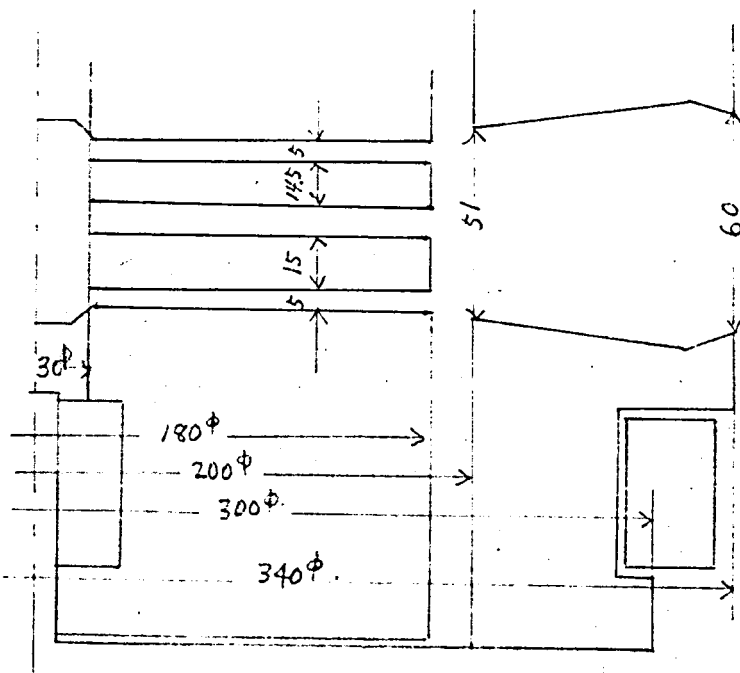
また セクタを重ね 合せて完全円の磁極をつくり， となり合せのセクタ間には3角形のスキ間をつくる。これを空冷用ダクトとし利用する。

珪素鋼板の材料は 第1-28図の如き center field 部と guiding field 部とに分割できる構造では 磁束密度11000 gauss 程度の高磁束の通る中心部に対して 八幡製鉄製の Y-5 または Y-185 の如き方向性珪素鋼板を使用し、磁気特性の直線部が使えるように設計する。比較的磁束密度の低い guiding field 部は T-90 珪素鋼板を用いる。

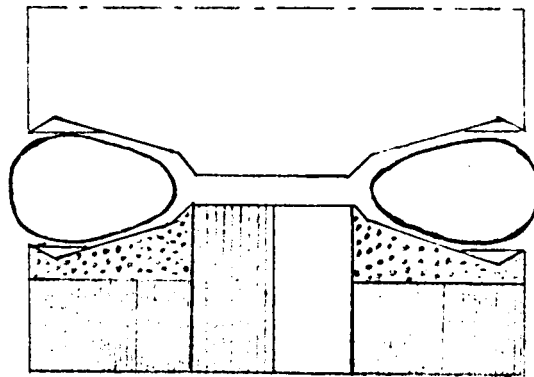
center field 部と guiding field 部とが分割できない構造で 磁極全体の材料を Y-5 または Y-185 の如き高導磁率の珪素鋼板を使う。

また、第1-29図のような構造の場合は、⁽²⁴⁾ とくに大きい導磁率を必要とする中心部には、Y-5 または Y-185 でつくった珪素鋼板の扇形ブロックを放射状に配置し、接合剤により接合した円筒形絶縁物に圧着接合し、圧粉磁心材を接着剤で接合したものをコイル巻の珪素鋼帯ブロック上に接合する。この構造の磁極は 機械仕上のとくに必要な 加速管との対向面部である guiding field 部においても仕上加工が全く必要でない特徴も併せもっている。

磁極の実際例として 筆者の製作した出力 15MeV ベータトロンの磁極部の磁性特性および温度上昇について測定した結果次のようである。



第1-28図 磁極の構造例



第1-29図 磁極の構造例

安定軌道半径	$r_0 = 145 \text{ mm}$
安定軌道上の磁束密度	$H_0 = 3560 \text{ gauss}$
磁極の中心磁束密度	11500 gauss
安定軌道半径附近	$n \doteq \frac{3}{4}$

磁極の温度上昇

中心部 2.0℃/min

周辺部 1.3℃/min

Ⅱ-2 製造法

磁極の製造は 次の順序で行う。

① 珪素鋼板の切断

- (a) 帯状の方向性珪素鋼板を圧延方向に、磁束が通り易い形状に切断する。
- (b) 切断後端面のかえりをヤスリでおとす。その後の機械加工により機械歪をおこし磁気特性を損じないように注意する。

② 接合面の珪素鋼板両面の酸化皮膜

- (a) 苛性ソーダの水溶液（苛性ソーダ 1，水 3）にて 80℃ 以上の温度にて 8～10 時間 浸せき処理する。
- (b) 次に 水洗後青酸ソーダの水溶液（青酸ソーダ 1，水 20）に浸し，酸化を防いで保存する。
- (c) 濃硝酸を 3 倍の水にうすめ，3 秒～5 秒の処理で表面が黒くなる。その後水にて洗い硝酸を除去する。さらにタワシにて磨粉を用いて表面をよくこすり，酸化皮膜を落す。

③ 珪素鋼板の接合と成形

- (a) アラルダイト Type 15，硬化剤 15 を 10:3 の重量比に混合し，これを珪素鋼板の両面に塗布し，片面にアラルダイト Type 1 の粉末を振りかけ，まず赤外線乾燥器の中に粉末塗布面を上にして並べる。次に 硬化の目的で空気中に取り出し 5 時間以上の自然予備乾燥を行う。
- (b) あらかじめ準備した治具に珪素鋼板を積み重ね，上部から平等に圧力を加え，100℃ 近くの温度にて珪素鋼板のいざり変形を防ぐための予備硬化を行う。アラルダイトが半ば硬化したならば 180℃ 2 時間乾燥炉の中で加熱成形を行う。
- (c) 炉から取り出した成形完了した珪素鋼板ブロックは外力による剝離

の危険を避け、室温まで静かに冷却する。

(d) 接合成形された磁極の接着部をヤスリで落して、周囲をほぼ円形にして、裏面は旋盤にて削り、大体の面を出した後、通風孔などの成形機械加工を行い、磁極の外周は溶接用溝を切削加工する。

(e) 予定している個所に溶接を行った上、機械加工の作業を全部完了する。

④ 歪み取りのための焼鈍作業

(a) 成形された磁極を鉄製容器に入れて磁極が直接外気にふれないように石灰で十分覆った状態で $780^{\circ}\text{C} \sim 820^{\circ}\text{C}$ 4時間以上で焼鈍し、12時間以上の自然冷却を行う。

(b) 焼鈍後の磁極はとくに機械歪を加えないようにし、珪素鋼板間のアラルダイトの残渣、石灰粉をハケにて静かに取りのぞく。

(c) 成形焼鈍時に使った治具に再び磁極を入れて低温接着用アラルダイトを表面より流し込んでアラルダイトが炭化脱落した空所を埋め 60°C 2時間、 $20 \sim 30^{\circ}\text{C}$ 24時間の間放置し固化する。

さらに 加工成形時の珪素鋼板に生ずる歪のため磁氣的性能が低下することを防ぐため、筆者は 次のような 磁気成形法を考案した。³²⁾

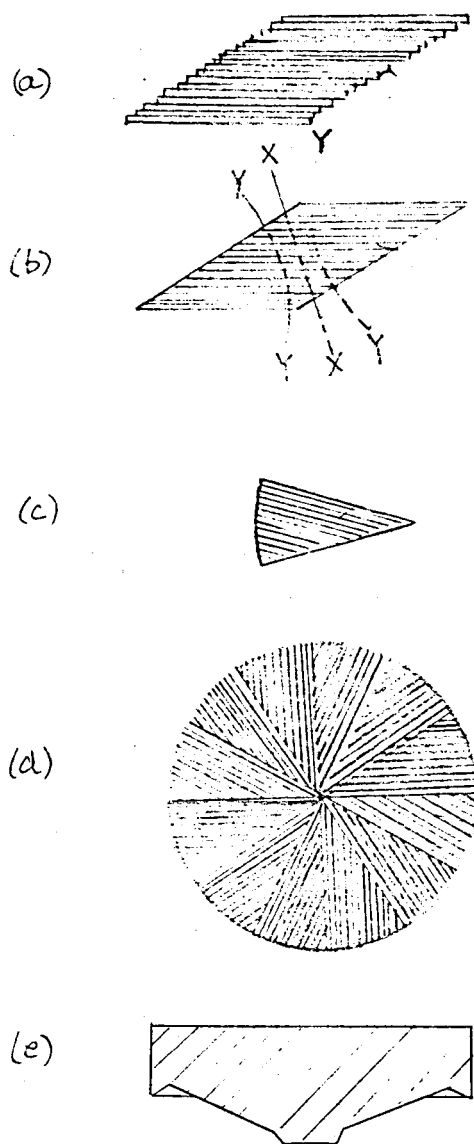
この方法は 打抜珪素鋼板を 第1-30図(a)に示すような 菱形ブロックになるようにエポキシ樹脂で一枚毎に接着し、凹凸状になった端面を 第1-30図(b)の如く 平な面に仕上げる。

次に そのブロックをX-X方向に切断し Y-Y面に沿って 仕上げた後、形状保持のための溶接を端面に部分的に施して、第1-30図(c)のような扇形ブロックにする。これを電気炉内において $780^{\circ}\text{C} \sim 820^{\circ}\text{C}$ の温度で焼鈍し、完全に歪を除去する。その後、エポキシ樹脂の浸透を行う。

このブロックセグメントを重ね合せて 第1-30図(d)のような円形に接合して後に ベータトロンの磁極面として必要な形状に仕上げる。

この方法では 磁極の主要部分には 切断、穴明け加工の機械加工

を行わないため それによる機械歪をおこさない。したがって この方法で磁氣的性能のすぐれた磁極をつくることができる。



第1-30図 磁極の歪なし成形法

Ⅱ-3 磁極におきる故障

① 磁極の劣化

磁極に発生する変化は 出力の減少の状態から察知することができる。
磁極上に発生する故障は主として次のようである。

(a) 経年変化による珪素鋼板間の絶縁物劣化のためのローカル電流の増加，磁極のゆがみによる磁気特性の変化

(b) 磁極各部溶接部の剝離などによる磁極の割れ

などがある。したがって磁極の温度上昇による劣化促進を極力避けなければならない。軽量，高出力ベータatron磁極においては

(a) 温度上昇をおさえるための冷却法，冷却構造

(b) 中央部の磁束密度の異常に高くなることを極力避けた設計仕様などを考慮した合理的設計法が必要である。

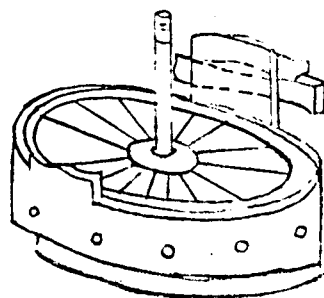
② 磁極の取り付け故障

筆者は低エネルギーの6 MeVベータatron装置においては 仕上加工を行った磁極裏面の4ヶ所にボルト吊り下げ用のボルトネジ穴を設け，それによって，ヨークに吊り下げ固定する構造を用いたが 磁極の電子加速子午面上の磁束密度分布に不整をおこす原因となるので，その後第1-31図のような磁極中心部に埋め込んだナットとそれに挿入したネジ棒にてヨークに釣り下げて，冷却用空気が磁極の三角通気孔を通る状態で固定する方法を設計した。この場合に，おきる経年变化的な故障として，

(a) 中心部吊り下げ位置のずれ，水平のくずれ，いがみ，機械的な寸法変化

(b) 冷却用セクタ三角孔のつまりによる異常温度上昇

などがある。



第1-31図 ヨーク断面の構造

② ウエハの設計

安定軌道を所定の位置に、また、電子加速軌道断面積を拡大または調節する目的で、磁極の中心部にウエハをおくことはすでに述べた通りである。それは磁極と同じ三角通風孔をもった構造とし、その成形加工方法も磁極の中心部と全く同様の材料を用いてつくる。ただ磁極にくらべて小形であるため機械的強度の点でとくに注意を払う必要がある。

それを固定するときには ウエハ面が磁極面と完全に平行を保つようにする。もし磁極に接近している部分があれば吸引力が強くなり さらに平行度を悪くする原因をつくるので注意を要する。また ウエハの振動が加速管に依わると故障の原因をつくるので 構造上 その間に緩しう材を入れた特別の措置を行う。

③ ヨークの構造と製造

③-1 ヨークの構造

磁束密度は 筆者の 15MeV ベータトロン装置においては、ヨークから磁極に供給せねばならない磁束は

$$\text{安定軌道内では } \phi_0 = 2\pi r_0^2 H_0 = 0.047 \text{ wb}$$

$$\begin{aligned}\text{全磁極では } \phi_{\text{total}} &= \phi_0 + \int_{r_0}^{r_p} 2\pi r \cdot H_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\frac{3}{4}} dr \\ &= \phi_0 + \frac{8}{5} \pi H_0 r_0^4 \left(\frac{r_p^5}{r_0^4} - \frac{r_0^5}{r_0^4}\right) \\ &= 0.078 \text{ wb}\end{aligned}$$

となる。ここで $r_p = 18.5 \text{ cm}$ とする。

ヨークの断面が $170 \times 350 \text{ mm}^2$ であるとき、その中に冷却用の溝が 40 mm^2 存在する場合には、鉄心断面積は $170 \times 310 \text{ mm}^2$ となる。

したがって ヨークの磁束密度は

$$\frac{0.078}{2 \times 0.17 \times 0.31} = 0.74 \frac{\text{wb}}{\text{m}^2} = 7400 \text{ gauss}$$

となる。

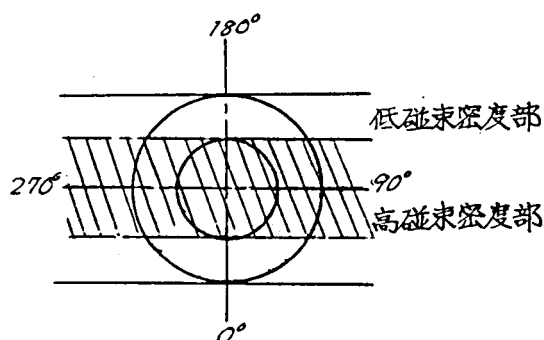
この値は 普通の変圧器の磁束密度にくらべ、大分小さい。 ベータト

ロンでは磁気の飽和は極力さける必要があるためである。

磁極の中央部は 11500 gauss 端部は 3000 gauss 位になり、珪素鋼板の占積率を考えると 中央部では $12,000 \text{ gauss}$ 以上になる。

鉄心に食われる A.T. も大分大きくなって、磁極が飽和の傾向になる。そのために、インダクタンスが変り、磁束が A.T. に比例しなくなる。しかし、1 % 程度のインダクタンスの減少に対しては同調コンデンサを大きくして補償することができる。

上にのべたようにヨーク断面の各部で励磁に要する A.T./cm が異なるので 第 1-32 図のように磁極の各部においてわずかな磁位差をおこす間



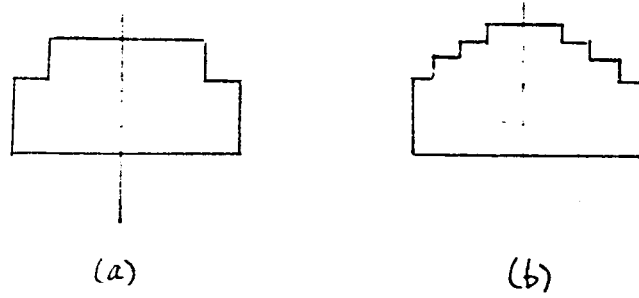
第 1-32 図 ヨーク断面における磁束密度分布

題がある。これは 磁極中央部の磁束密度を低くにとって、極力ヨーク断面各部の磁束密度を等しくする設計を行い解決する。

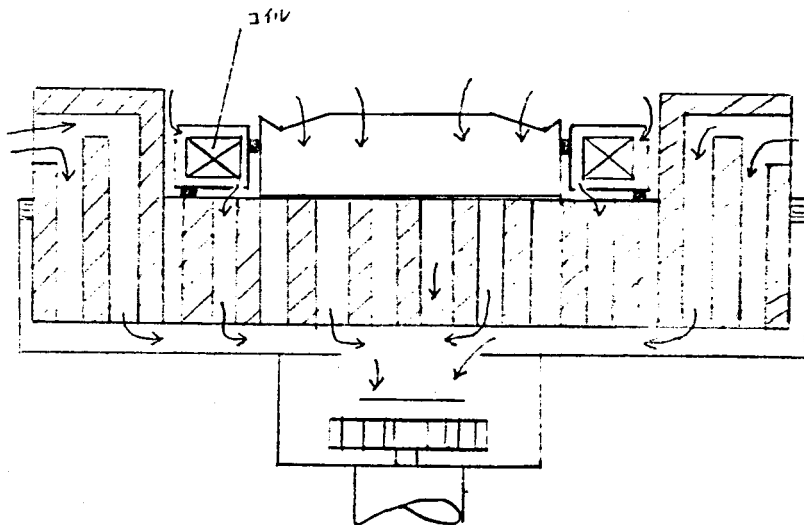
また、一方、できるだけヨークの重量を軽くするためにヨーク断面を第 1-33 図のように 磁束密度の低い部分は 削り取った形にする。さらに その間に加速管を挿入するためヨークは上、下にわかれる構造にする。第 1-34 図は 筆者の 15 MeV ベータトロンの構造である。

図 - 2 ヨークの鉄損と焼鈍

すでに のべた通り、ベータトロンの X 線出力は 電子エネルギーと励磁電源周波数により、非常に影響されるので、周波数の高い高磁束が通っても ヨークの温度上昇が 過度にならないように、ヨークの鉄損を小さく



第1-33図 ヨーク断面の構造



第1-34図 ヨークの冷却の構造

する必要がある。

筆者の15MeVベータトロンでは良質の高級珪素鋼板を使って、鉄損を小さくしたが、また機械的ショックを与えたり、また機械的加工を行えば鉄損の増大を来たすので、その取り扱いと、事後の処理に特別な工夫が必要である。

筆者の製作した同形の6MeVベータトロン装置について各種の条件の下で機械加工，組立後焼鈍を行ったヨークと，そうでないヨークとの鉄損の大小の関係をしらべると第1-3表の通りになる。こゝで

コンデンサペーパーは、鋼板相互間の絶縁をよくして、渦流によるローカルカレントを押える目的で鋼板間に挿入したものである。

第1-3表 ヨークの機械加工歪の影響と焼鈍との関係

機 械 番 号	1	2	3	4
鋼板相互間に入れる コンデンサペーパー	あ り	あ り	あ り	な し
磁極取付ボルト	鉄	鉄	ステンレス	ステンレス
焼 鈍	な し	あ り	な し	な し
Q (500℃/s)	3 4.5	6 0	5 8	6 1

$$(注) \quad Q = (\text{電源変圧器のターンレシヨ}) \times \frac{\text{二次電流}}{\text{一次電流}}$$

上の表の1と2は一つのベータロン装置を組み直しを行ったヨークであって、焼鈍を行えば Q が いちぢるしく増大することを示す。3 と 4 は機械加工、組み立ての際、きわめて 深い注意を払って歪の発生を防止しながら 作業を行ったものである。

③-3 製 造 法

- ① 珪素鋼板を設計寸法に切断し 端面のかえり取りを行う際、不必要な機械歪を加えないように とくに 軽く 注意深く行う。
- ② 上下ヨークの珪素鋼板を積み重ねた後、鉄製容器に入れヨーク周囲を十分石灰で覆って 500℃～820℃ で約4時間 電気炉中で焼鈍を行い、その中で自然冷却する。
- ③ 焼鈍後のヨークは 分解し、珪素鋼板2枚毎にコンデンサペーパー1枚宛挿入し、再組立を行う。

その後のヨークの取り扱い は 絶対に 機械的歪を加えないよう細心の注意を払う。

第6節 磁場不整（バンプ）について

① 空隙子午面上の円周方向における磁束分布⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾

鉄心を含む磁気回路に交流磁界をかけた時磁場の断面各部において 磁束に位相のズレを生ずる。

一般の変圧器では ほとんど全部の磁束を平均的に使用するので磁束変化の立ち上りの際の場合によっておきる部分的な小さい磁束の位相ズレは全体として問題にするに及ばない。

ベータトロン装置においては 加速管中に電子を打ち込む時期は 磁束が0に近い立ち上り後の数 μs までの間において行わねばならないから十分なる検討を要する。

いままでは、磁極間の加速子午面空隙上の磁界の分布は、各時期とも平等均一分布をなすものとして検討を行ってきたが、実際の磁極空隙間においては 磁束の立ち上り時期附近において 各円周方向角 θ (azimuthal angle)に対して、この位相のズレのある磁束密度の差は そのときの磁束密度の絶対値に比較すると相当大きい%となる。

この磁束分布のバラツキを磁場の不整（バンプ）と呼ぶ。

この磁場の不整の原因については 次項に詳しくのべる。

この不整の状況は 複雑である。

すなわち

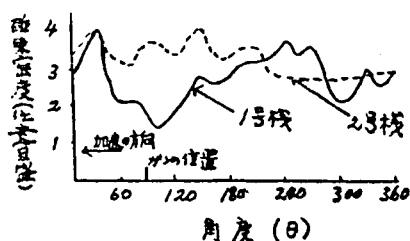
- ① 同一設計の磁極においても、避けられない工作上的の差異
- ② 測定子午面上における円周角 θ (azimuthal angle)の半径方向の位置
- ③ 同一磁極においても経年的な部分的変化の差

などにより、いろいろの異なった状況を示す。

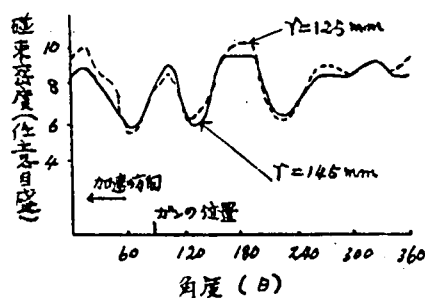
第1-35図にその一例を示す。

どの形状の磁場が ベータトロン装置として 最も都合がよいかは 必ずしも簡単に決定することはできない。

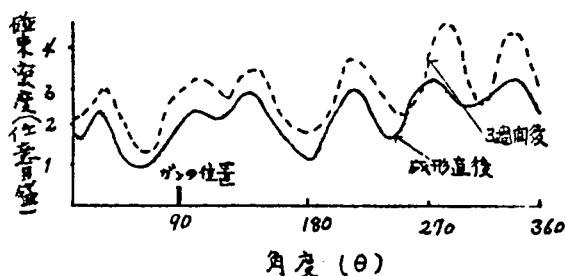
つまり 磁場の不整を非常に小さくするとかえってベータトロンの出力が減少したり、その反対に磁極の適当な個所にコイルを挿入して、遅



(a) 6 MeV 磁極



(b) 15 MeV 磁極



(c) 15 MeV 磁極

第1-35図 磁場不整(パンプ)の各種

または進相の電流を流し強制的に磁場の不整を補正または強調することによってかえってベータトロンの出力が増大する結果となるからである。

第1-35図の3例の中でも、制御できない、不安定な経年的な磁場不整の変化は絶対に避ける必要がある。このためには、珪素鋼板1枚毎の層間絶縁の変化を防止するために層間絶縁物を入れるか、また、上下ヨークのつき合せ面、磁極とヨークの対向つき合せ面を精密に仕上げ完全に密着するようにするか、反対に そのつき合せ面に 間隙(凹部)をわざとつくり、磁束密度不整の経年変化をおこさないようにするなどの工夫を行わなければならない。

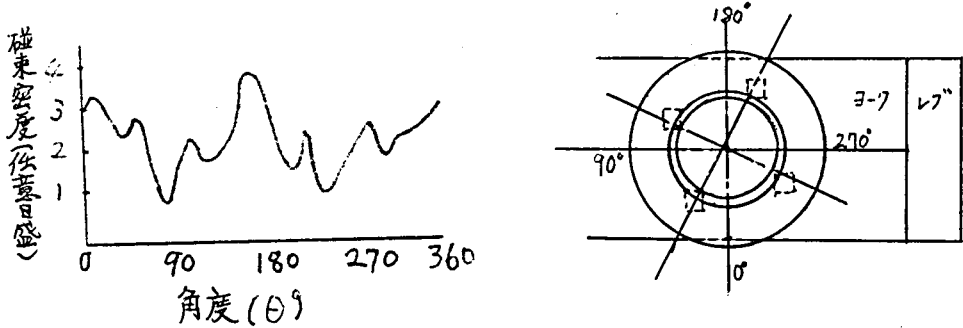
② 磁場不整(パンプ)発生原因⁽¹⁵⁾

筆者はその原因としては、ヨーク中の磁束分布の差によるものと磁極自身の問題によって発生するものとの2つに分けて考える。

すなわち 第1-36図のように 上下ヨークの同じ位置に ボルト

穴4ヶが作られているベータatronマグネットを考える。

磁束密度の測定の結果、大凡の傾向として 磁束密度の比較的高いヨークの中央部から磁束を供給される部分の磁極では 位相が遅れ、磁束密度



第1-36図 ヨークと磁場不整の関係

の低い両端部から磁束の供給されるところでは位相が進んでいる。この現象から 磁束不整の原因の一つが ヨークの磁束密度の差にあるのではないかと考える。

いま、磁束 $\Delta\phi$ を有する磁束管を考え平均断面積を S_m 、平均磁束密度を B_s とし、そのときの励磁電流を I_e 、コイルの捲数を N とすれば コイルに鎖交する磁束は

$$S_m \cdot B_s \cdot N = \Delta\phi \cdot N \quad (1-25)$$

となり、したがって この磁気回路のインダクタンス ΔL は

$$\Delta L = \Delta S \cdot B_s \cdot \frac{N}{I_e} \quad (1-26)$$

この磁束管により コイルに誘起される電圧のうちリアクタンス分 E_L は

$$E_L = \omega \cdot \Delta L \cdot I_e = \omega \cdot \Delta S \cdot B_s \cdot N \quad (1-27)$$

一方この磁束管内に生ずる鉄損を ΔW とすれば これによる

電圧 E_R は

$$E_R = \frac{\Delta W}{I_e} \quad (1-28)$$

これらの関係を第1-37図に示す。ベータatronのように 磁路の空隙の大きいものでは

$E_R \ll E_L$ であるから 電流と磁束の位相差 φ は

$$\varphi = \frac{\Delta W}{\omega \cdot \Delta S \cdot B_s \cdot N \cdot I_e} \quad (1-29)$$

で与えられる。

一方 $\Delta W = k B^{1.6 \sim 2}$ であるから
 $\varphi = k B^{0.6 \sim 1}$ となる。第1-36図の
 ボルト穴の部分とそれに隣る部分の位
 相差の 計算結果は 1.8×10^{-3} で
 測定結果とよく一致する。

以上のように ヨーク中の磁束分布
 の差が 磁極空隙の磁束の不整に大き
 く影響していることを示す。

次に、磁極自身が原因となるものに
 次の3つが考えられる。

- ① 磁気材料や磁路の形状に起因
 する励磁後の残留磁気
- ② 主として 渦流損に起因するもの
- ③ 励磁コイルの漏洩磁束とヨーク、磁極の渦流などによりおきる磁
 場との相互影響に起因するもの

である。

①の原因に対するものは 磁気材料のヒステリシスによって起因するもの
 であるから、その際の残留磁気は 簡単に次式で表わされる。

$$B = \frac{\ell}{\ell_g} \cdot H_c \quad (1-30)$$

ここで ℓ は 磁路長

ℓ_g は 空隙長

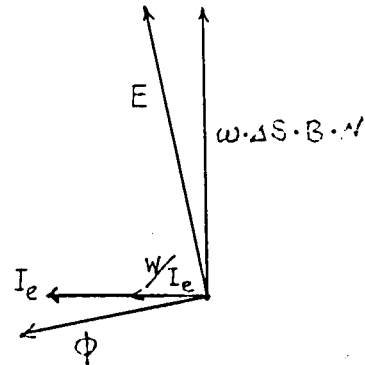
H_c は ヒステリシスによる抗磁力

②の原因に対するものとして

Kerst らは (1-31) (1-32) 式を与えている。³³⁾

磁束の時間的遅れ T は

$$T = \ell \cdot \frac{d^2 \ell}{4 \rho A} \quad (1-31)$$



第1-37図 パンプを構成する
要素の位相関係

ここで ℓ は 主励磁磁束と漏洩磁束のインダクタンスの和

d は 珪素鋼板ラミネーションの巾

A は 空隙面積

ρ は 比抵抗

または 磁束の差 ΔB は

$$\Delta B = 5 \times 10^{-8} \frac{dB}{dt} X_{SR} \cdot \frac{\ell}{\ell_g} \quad (1-32)$$

ここで

X_{SR} は 磁路中のリアクタンス を表わす

また、さらに Tomimasu³⁴⁾ は R.M. Bozorth³⁵⁾ の与える珪素鋼板ラミネーションから出てくる磁束密度の時間経過の式

$$B = \mu H \left(1 - \frac{1}{t} \cdot 10^{-9} \cdot \frac{\pi \mu d^2}{3\rho} \right) \quad (1-33)$$

を用いて、それに渦流による $m \cdot m \cdot f$ の関係を加えて、(1-34)式を得ている。

ここで H は 磁界の強さ

μ は 導磁率

とする。

すなわち

磁束の時間的遅れ T_{lag} は

$$T_{lag} = 10^{-9} \cdot \frac{\ell}{\ell_g + \frac{\ell}{\mu} \cdot \frac{S_g}{S_m}} \cdot \frac{\pi d}{3\rho} \cdot \frac{S_g}{S_m} \quad (1-34)$$

ここで S_g は 空隙中の磁束管の断面積

S_m は マグネット磁路中の磁束管の平均断面積

である。(1-30)式における $\frac{\ell}{\ell_g}$ はベータトロンにおいては10に近いものであり、珪素鋼板の μ は $10^3 \sim 10^4$ 程度のものであるので、(1-34)式は

$$T_{\ell_{ag}} = 10^{-9} \cdot \frac{\ell}{\ell_g} \cdot \frac{\pi d^2}{3\rho} \cdot \frac{S_g}{S_m} \quad (1-35)$$

とかくことができる。(1-31)式, (1-35)式から磁束の時間的遅れに関係する要素を知ることができる。

③の原因に対するものは マグネットの構造によって 電子の加速安定軌道から 励磁コイルを十分離すことができれば とり立てて 問題にならない。

上式は 磁気材料の比抵抗 ρ , 磁極の ℓ/ℓ_g , d の不整何れもが 磁場不整の原因をつくり, とくに, 珪素鋼板のラミネーションの巾 d を小さくすることが 磁束密度の不整を小さくできることを示している。

珪素鋼板の ρ は 機械的加工による機械歪をうけ易く, それが磁氣的歪の発生につながるので 注意を要する要素である。

第7節 精密設計に必要な磁束の諸測定法の問題

いままでは ベータトロンの中心部であるマグネット部の設計について 磁極を主体としてのべたが 実際は 設計の通りのものが装置として製造されることは 工作上から不可能である。したがって磁極間の空隙の磁束分布, 安定軌道半径 電子の収束範囲の測定と調整を行ってベータトン装置の出力^{の少}ならびに エネルギーを測定した上で修正をくりかえさなければ 完全な精密設計ができない。本節では その磁束の測定の方法についてのべる。

Ⅰ 安定軌道半径および n の測定

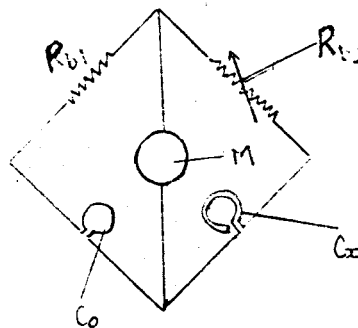
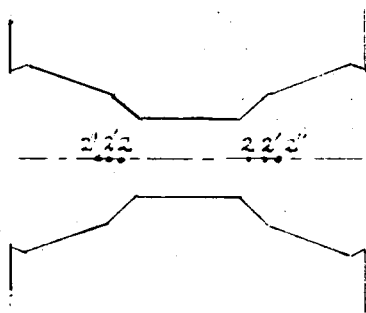
Ⅰ-1 円心円板法²⁸⁾

筆者の考案した方法についてのべる。ベータトン装置の磁極間空隙の磁束は 同心円形不平等分布を示すもので 中心部が 磁極の中心と完全に一致した円板上に 磁極中心と同心円をなす巻線群でサーチコイルを形成する測定器をつくる。

第1-38図において C_0 は磁極に巻いた1巻の標準巻線, C_x は n 番目と $n+1$ 第目の巻線を互に逆極性になるように巻いた2巻の巻線で ブラウン管オシログラフ M に 標準抵抗 R_{b1} を介し 同じく可変抵抗 R_{b2} を介し 図のようにつなぐ。すなわち このようにすれば $n+1$ 番目に生じた電圧と n 第目に生じた電圧の差の標準電圧に対する比率は ブラウン管オシログラフのフレを最小にする R_{b2} の値を決定すれば求められる。

このようにして求めた値を順次加えて行くことによって 巻線のある位置に対応した数値が得られる。この値を半径で割れば この半径位置における切線方向の加速電界に相当した数値 いわゆる

$$\frac{V}{r} \propto \frac{\phi r}{r} \text{ が得られる。}$$



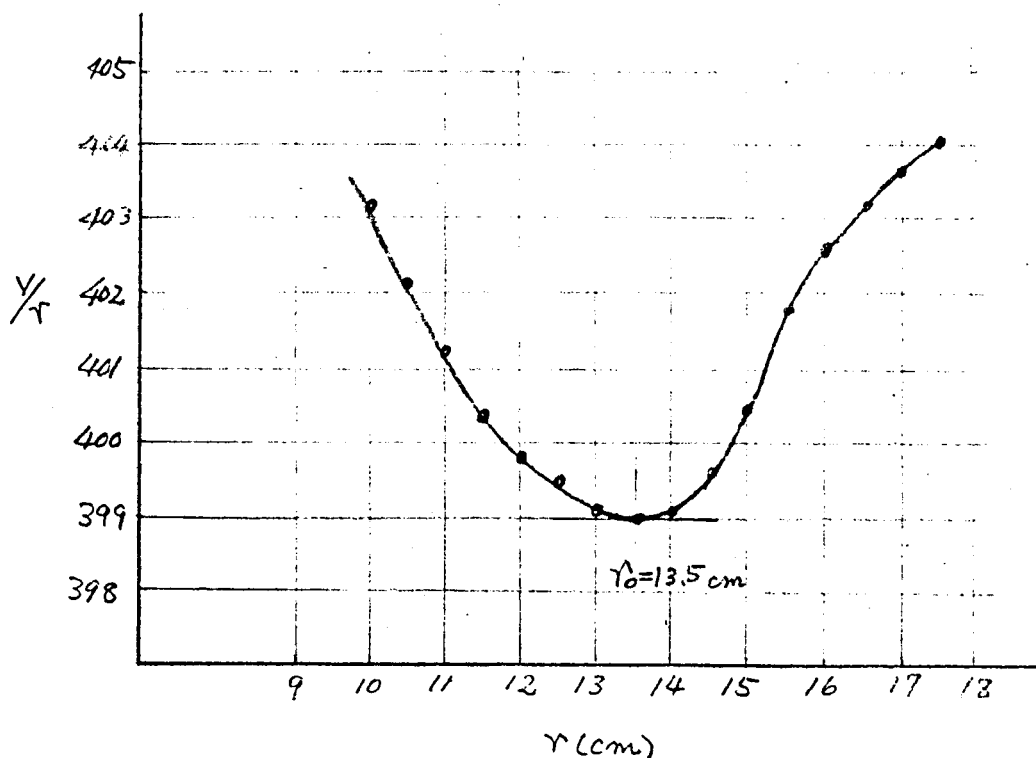
第1-38図 磁束密度測定の同心円板法

その測定結果の一例を第1-39図に示す。

この $\frac{V}{r}$ の最小になる点 すなわち 第1-39図の $r=13.5$ が電子の安定軌道半径を示す。

この $R_{b1} R_{b2}$ のよみの測定精度は 少なくとも3桁以上必要とする。

このようにして求めた安定軌道半径が、初期の値から 許容以上に誤差があるときには、磁極の間隙の調節と測定をくりかえし 最後の磁極間隙位置を決定する。



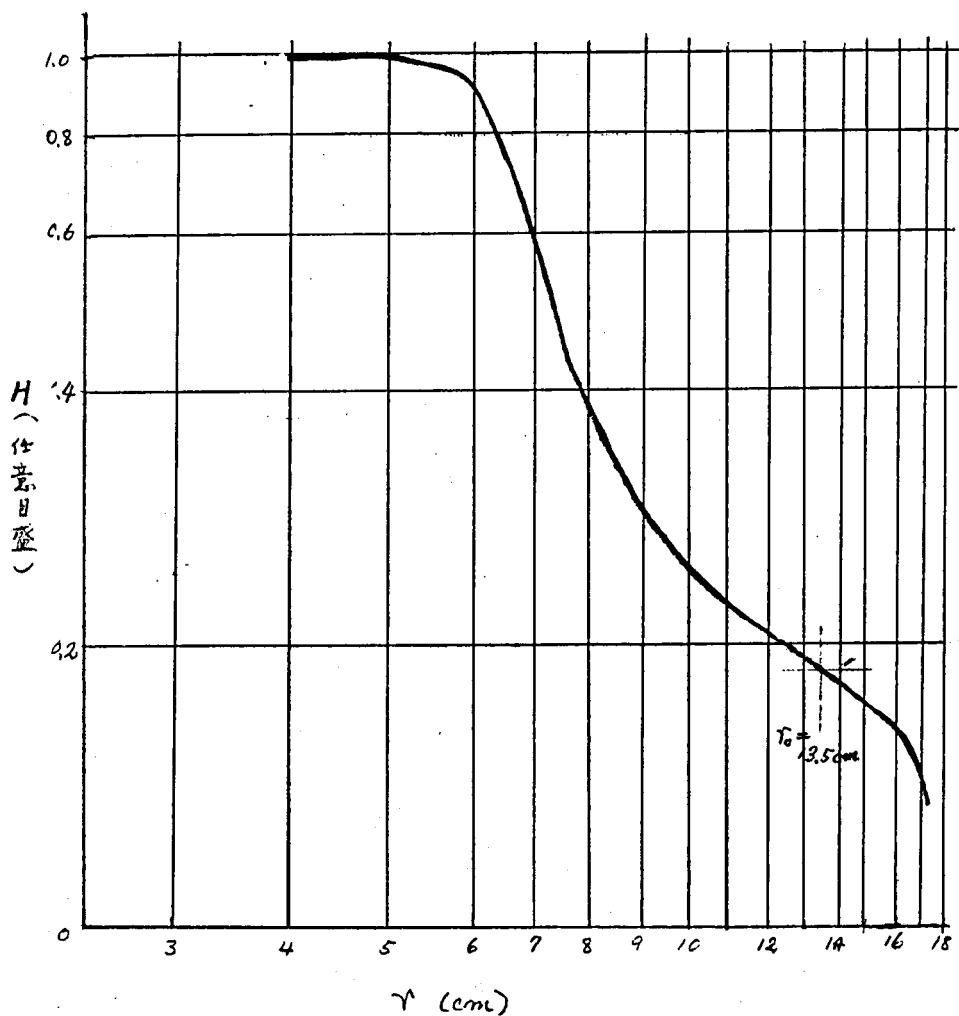
第1-39図 V/r と r との関係

□-2 サーチコイル法

小さいサーチコイル（たとえば 直径6~10φ巻数100位）を磁極の中心平面上で直径方向に動かし 標準電圧と比較しながらそれぞれの位置の磁束密度に比例する値を求めて、横軸、縦軸いずれも対数目盛のグラフに書いた一例を第1-40図に示す。

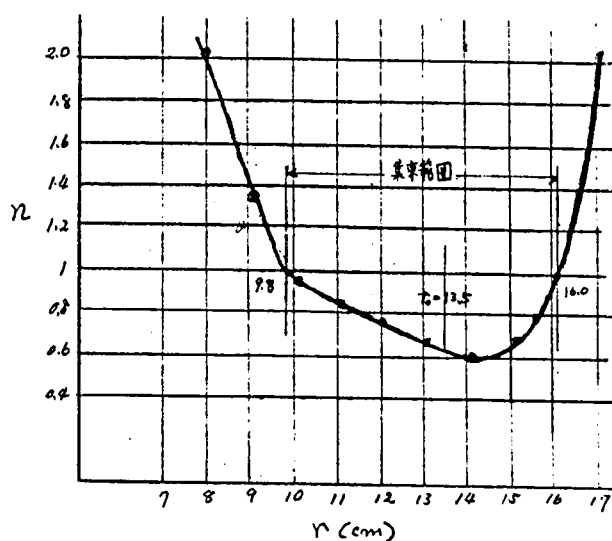
この図において r の位置における H を求め、次にこの H を使って ϕ_r を求めて ϕ_r/r と r の関係の曲線をかく。□-1と同じくこの曲線の ϕ_r/r の最小値となる半径を安定軌道半径とすることができる。

横軸を対数目盛にかいた曲線の各点における接線の傾斜が n を示す。こ



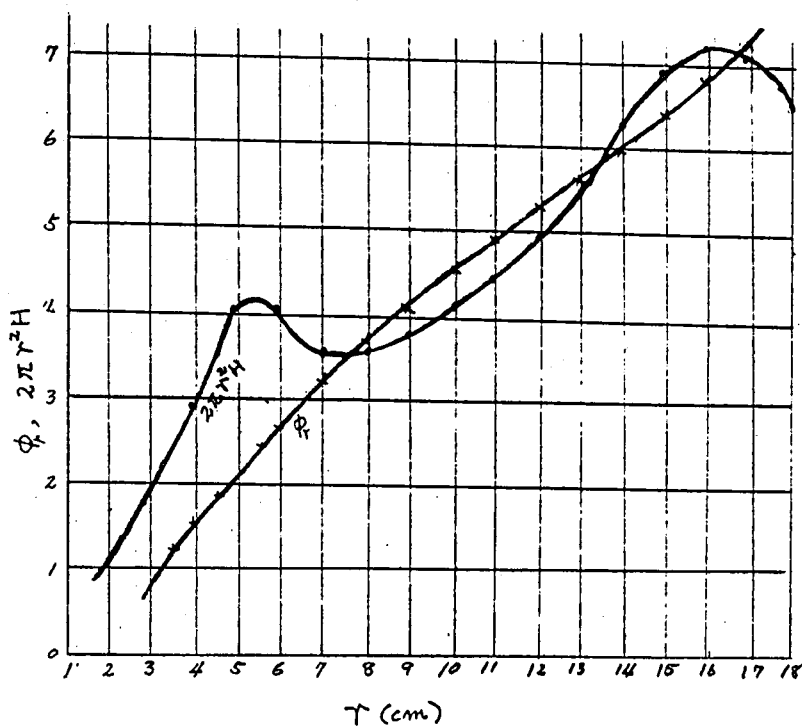
第1-40図 r と磁束密度との関係

の n と r との関係曲線の一例を第1-41図に示す。この方法における欠点は 測定に長時間の労力を必要とする割りに 測定値の精度がよくない ことである。



第1-41図 n と r の関係

①-3 同心円板法とサーチコイル法の組み合わせ法



第1-42図 同心円板法とサーチコイル法による ϕ , $2\pi r^2 H$ と r との関係

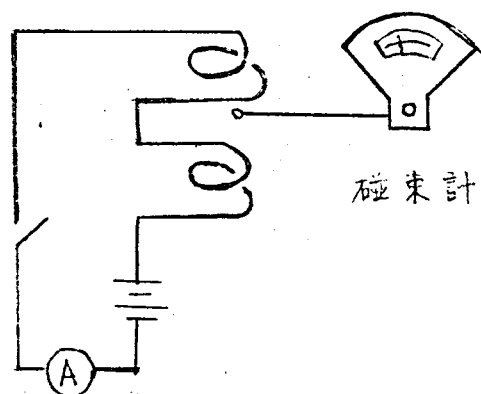
Ⅰ- 1 においてのべた同心円板法によって ϕ を求め、Ⅰ- 2 のサーチコイル法により B (すなわち H) を求め 同一グラフ上に両曲線をかき、その曲線の交点から安定軌道半径 r_0 を求めることができる。

その一例を第 1- 4 3 図に示す。

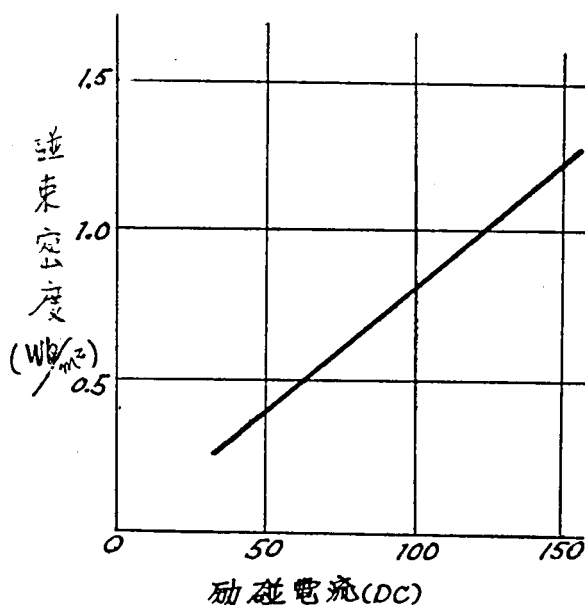
② 電子エネルギー E_{MeV} の測定と調整

電圧約 30 V, 電流容量 150 A の直流電源を用意し、第 1- 4 3 図のように磁束計のサーチコイルを ウェハ と磁極の間に磁極面に平行に入れる。

コイルに直流を流してマグネットを直流励磁し、電流値と磁束中心部磁束密度の関係を求める。第 1- 4 4 図にその例を示す。



第 1- 4 3 図 磁束計による磁束密度の測定



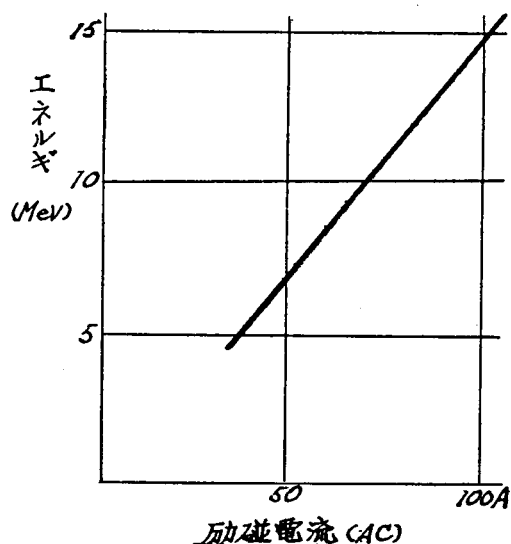
第1-44図 コイルの励磁電流と
磁束密度との関係

一方 $r_0 = 14.5$ とすると 安定軌道上の磁界の強さ H_0 は
15 MeV ベータトロンを目標とする場合には (1-11) 式より

$$15 = 3 \times 14.5 \times H_0 \times 10^{-4} - 0.51$$

$$H_0 = 3560 \text{ gauss}$$

すなわち 安定軌道上においては 3560 gauss の磁界の強さが必要
となり、第7節の図-2 において求めた第1-40図から中心部磁束密
度と安定軌道上の磁界の強さとの比から $H_0 = 3560 \text{ Oe}$ とすると中心部
の磁束密度が求められる。この例から中心部磁束密度は 12600 gauss と
なり、それに対する励磁直流値が求まる。このようにして求めた結果を第
1-45図に例として示す。



第1-45図 励磁電流 (AC) と
エネルギーの関係

第8節 結 言

以上の研究により 筆者は 系統的 学問的に ベータatron装置用磁極の設計法を 確立し 高性能ベータatron装置の製造を可能にした。

とくに、ベータatron装置を構成するそれぞれの要素に対する設計にとって必要な諸問題の考察とその対策について 明らかにした。しかし、その要素相互間の因果関係は 他の電気機器の設計においても、つねに、多少存在する以上に、ベータatron装置では、複雑な関係があり、互に、それらが 影響し合っている。たとえば 磁場不整がどのような状況の分布であれば、電子をより多く 加速しうるかは 簡単に決定できない。筆者は 第2章、第3章、第4章の研究において、これらの諸関係を明らかにしてベータatron装置の完全設計を可能にした。

第2章 ベータトロン装置の電源としての周波数3倍 変圧器と電源制御系の設計^{36) 37)}

第1節 緒 言

ベータトロン装置の電源は 調整用抵抗類を経て 共振用コンデンサ部と並列につないだマグネット部を励磁するために使用され そのエネルギーは 途中の調整用抵抗類とマグネット部に発生する抵抗損、鉄損および コンデンサ損などの損失と加速管中の電子を加速するためのエネルギーとして消費される。

この中 マグネット部に発生する鉄損は マグネットに使用される鉄の量に ほぼ 比例すると考えてよい。

ベータトロン装置では ベータトロンから発生するX線エネルギー E_{MeV} は 電子の安定軌道の半径 r_0 、安定軌道上の磁界の強さ H_0 に関係することは 第1章第(1-11)式に示した通りである。

したがって エネルギーを高くするには マグネットに使用する磁気材料の関係上、 H_0 は せいぜい最大 3000 gauss ~ 5000 gauss 以上の値をとることは 困難であるため、 r_0 を大きくしなければならないことになる。したがって、マグネット重量が 重く、電源容量も 大容量のものが必要となる。

また、ベータトロン装置のX線出力に影響を与える因子は 非常に多い。その中で 第1章においてのべたように

(1) 装置のエネルギー (装置のX線出力 $I \propto (\text{装置のエネルギー } E_{MeV})^{3 \sim 5}$)

(2) 電源の周波数 (装置のX線出力 $I \propto \text{電源の周波数 } f$)

が 重要である。

この関係から 装置のエネルギーが 低ければ 出力線量率が 極めて小さくなるので 電源の周波数を上げて その出力(線量率)低下を補うことが必要である。それに対して エネルギーが 高いときには 周波数に関係する鉄の過度の発熱を防止することが 装置を安定に動作させる上において 出力(線量率)を増大させることよりも、重要なことで 電源の周波数を下

げることが必要であることがわかる。

以上のべた通り ベータatron装置では 磁極の設計良否が その装置の性能を決定するといってもよく 予定の最高エネルギーと発生線量を基としてマグネットの寸法を決定することは 最も重要なことであり また 困難な問題である。

これらの条件の下で 実用装置としての必要条件は 装置の形状を小さく、重量を軽くすることで マグネット部の使用材料 構造 使用電源周波数 冷却機構についての相互要素の関連を考慮した諸条件の選択を行なって設計に十分な研究が 必要である。

筆者の製作した各種のベータatron装置では、

10MeV 以下の装置に対しては 500 %s ~ 600 %s

10MeV ~ 20MeV 装置では 180 %s

20MeV 以上の装置では 商用周波数

の電源周波数を使用して 設計を行なって 次の結果を得た。

第2-1図は 電子の安定軌道半径 r_0 と電子のエネルギー E_{MeV} との関係

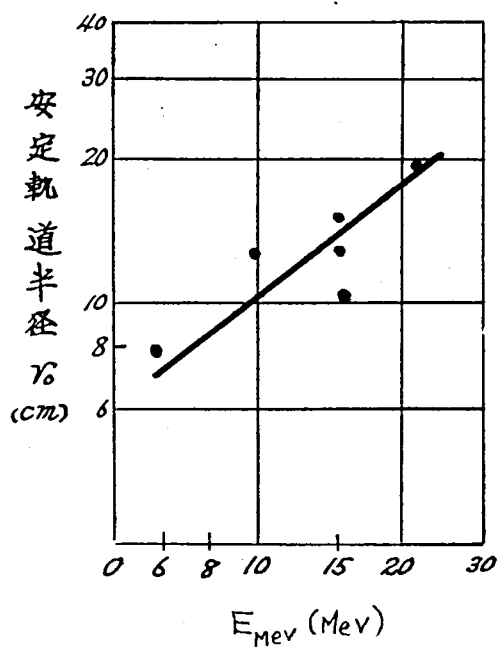
第2-2図は マグネット重量と E_{MeV} との関係を示すもので

第2-3図に示すように、装置の横巾 A 安定軌道半径 r_0 とすれば

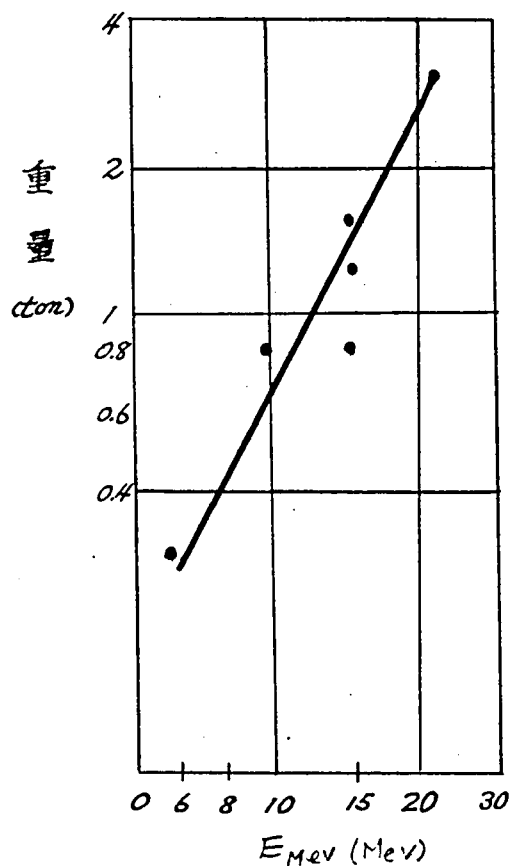
$$r_0 \doteq \frac{E_{\text{MeV}}}{1.1 \sim 1.3} \quad \text{cm}$$

$$A \doteq \frac{E_{\text{MeV}}}{13 \sim 16} \quad \text{m}$$

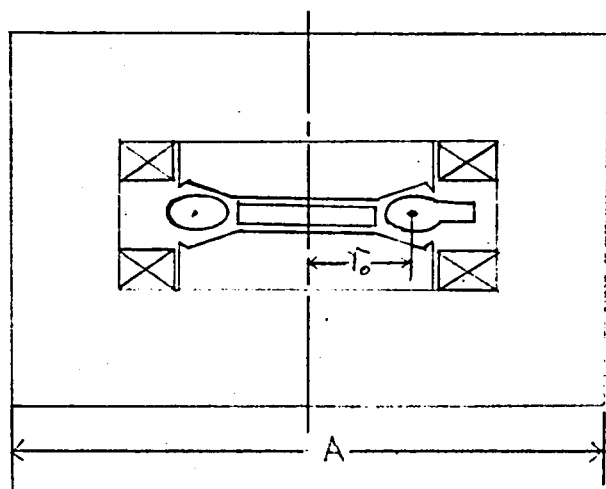
の 大凡の関係が 得られる。



第2-1図 安定軌道半径 r_0 と
装置のエネルギー MeV との関係



第2-2図 マグネット重量と装置
のエネルギー MeV との関係



第2-3図 ベータトロン装置のマグネット部の
横巾 A と安定軌道半径 r_0 との関係

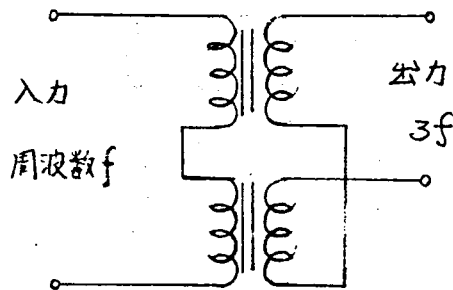
筆者は、15MeV ベータatron装置用の $180\text{ }^{\circ}/\text{s}$ 電源として 周波数 3 倍変圧器を開発した。この周波数 3 倍変圧器は 鉄心の飽和特性を利用して 電源周波数の 3 倍の周波数の電力をうる機器である。

本章においては その設計方法とベータatron装置としての電源制御系の設計問題についてのべる。

第2節 周波数 3 倍変圧器の設計方針の確立

飽和変圧器をもちいて、3 倍周波数の出力をうる場合、つぎの方法が考えられる。

第 2 - 4 図は、飽和変圧器と飽和しない変圧器をそれぞれ 1 個もちいて、単相電源から 3 倍周波数の出力をうるもので、出力端には、3 倍周波成分以外に基本波成分を含むため、基本波成分をなんらかの方法によって、除去する必要がある。



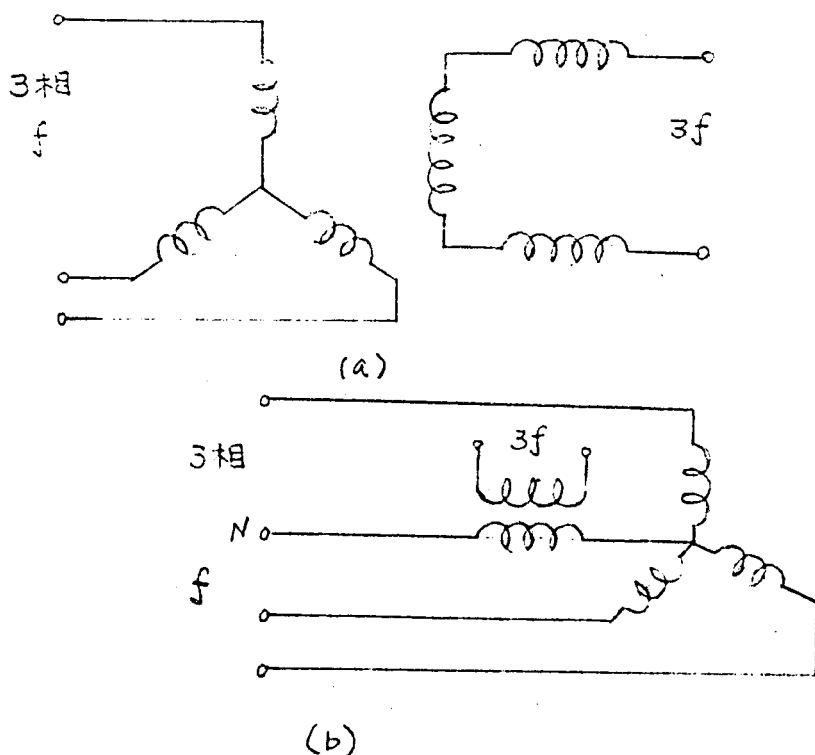
第 2 - 4 図 単相電源から 3 倍周波数出力を得る方法

第 2 - 5 図は、3 個の変圧器をもちいて、3 相電源から、3 倍周波の出力をとり出す方法を示す。

(a), (b)ともに、出力端には、3 倍周波成分、9 倍周波成分が現われるが、9 倍周波成分は小さく、ほとんど 3 倍周波成分のみと考えられる。(b)の方法は変圧器に 2 次巻き線がなく、簡単ではあるが、中性点に 3 倍周波電流を流すため通信線に対する誘導障害などの点で、好ましくない。

これらの方法は、わが国では まだ開発された例を見ないが、外国の例として Brailsford, F.⁽³⁸⁾ L. R. Blake,⁽³⁹⁾ W. Mc Murray⁽⁴⁰⁾ の発表がある。

W. McMurray は 第 2 - 5 図(a)の 2 次巻線に直流を流し、磁気増巾器の



第2-5図 3倍周波数出力をうる方法

(41)(42)
制御回路の作用を行なわせると同時に、そこに発生する周波数3倍電圧を用いる方法の基本的な問題の概略をのべ、

L. R. Blakeは 第2-5図(a)の周波数3倍変圧器そのものの設計方法の研究結果について報告している。

筆者は主に3倍高調波成分のみをとり出せること、外部に対する磁気的な影響がないこと、比較的大電力をとり出すのに都合がよいこと、および回路が簡単ですむことなどから L. R. Blake の方法を参考にし、第2-5図の周波数3倍変圧器の設計方針を確立した。

設計にあたり、まず鉄心の特性を知る必要がある。

理想変圧器では 1次、2次の起磁力および巻線1回当りの誘起電圧は等しいから

$$N_s I_s = P N_p I_{ps} \quad (2-1)$$

$$\frac{V_o}{N_s} = q \frac{V_p}{N_p} \quad (2-2)$$

の関係が得られる。

こゝで

V_o は 2次側開放時の3倍周波数出力電圧

V_p は 1次相間電圧

N_p, N_s は 1次および2次巻線の巻数

I_s は 2次側短絡時の2次巻線電流

I_{ps} は 2次側短絡時の1次巻線電流

p, q は 鉄心の特性によりきまる常数

である。

いま、 ℓ を 磁気回路の平均磁路の長さとし、 p, q および $N_p I_{ps} / \ell$ がわかれば 2次側開放時の出力電圧 V_o および 2次側短絡時の I_s を求めることができる。

次に、負荷にかゝる電圧、電流を知るためには、出力側からみた内部インピーダンスを求める必要がある。

周波数3倍変圧器では、2次巻線に流れる第3高調波成分の電流により鉄心中に誘起される磁束は、1次巻線の総合が星形結線になっているため1次巻線電流によって打消すことができないので負荷側からみた場合2次巻線が大きなりアクタンスとなる。

こゝで 2次側電流による励磁により発生する鉄心中の鉄損失を無視すれば、負荷側からみたリアクタンス X_s は

$$X_s = \frac{V_o}{I_s} = \frac{q}{p} \cdot \frac{N_s^2}{N_p^2} \cdot \frac{V_p}{I_{ps}} \quad (2-3)$$

となる。

したがって、 $p, q, V_p, \frac{I_{ps}}{\ell}$ がわかれば いろいろの負荷電圧電流特

性が求められる。

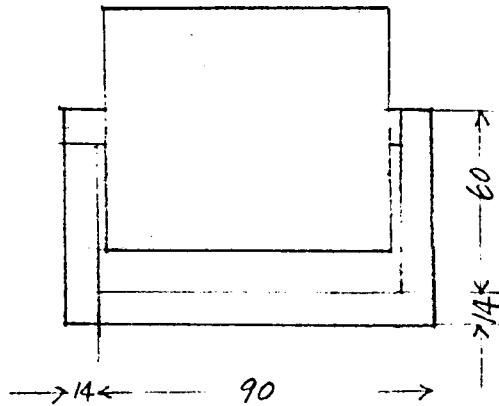
p, q は さきに、磁気材料の特性によってきまるパラメータであることをのべたが、変圧器の漏洩リアクタンス、その他の影響をもうけるので、正確に決定するためには、面倒な補正が必要である。

しかし、実際の機器においては、使用磁気材料そのものに、比較的大きな特性のバラツキがあるので、上記の補正を正確にすることは、かえってあまり意味がない。

Ⅱ 小形周波数 3 倍変圧器による基礎設計資料の作成

鉄心 T-120 について、前述のパラメータ $p, q, NpI_{ps}/\ell$, および、その他設計に必要なデータを得るために、つぎのような小形変圧器を製作し、いろいろの実験を行なった。以下に、その結果についてのべる。

Ⅱ - 1 試験用小形変圧器の仕様



第 2 - 6 図 試験用小形変圧器

鉄 心

材 質 : T-120

寸法・形状 : 第 2 - 6 図に示すとおり

断面積(A) : 4.30 cm²

平均磁路長サ(ℓ) : 30 cm

巻 き 線

1 次巻き数：巻き数 (N_p) 400 回

内部抵抗 0.795 Ω

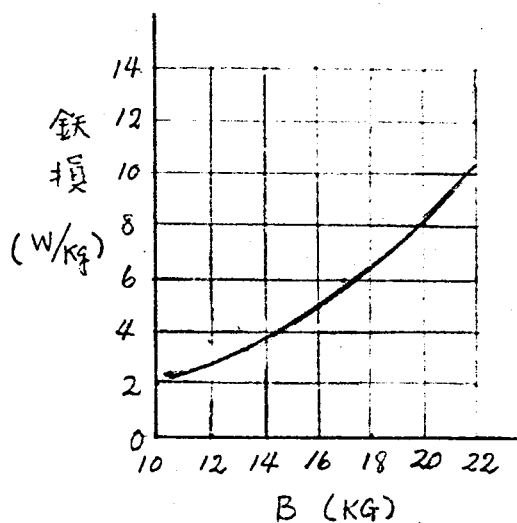
2 次巻き線：巻き数 (N_s) 800 回

内部抵抗 9.85 Ω

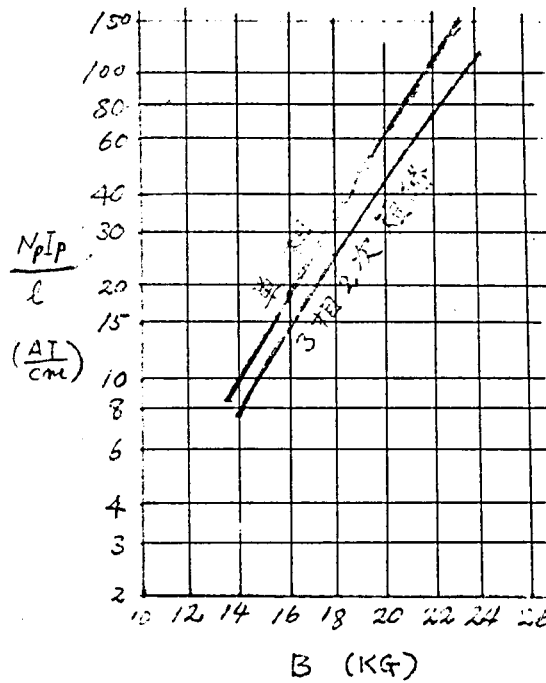
□ - 2 各種負荷特性の検討と実験結果

(1) 単相試験

2 次側開放で 1 次電圧を変え、1 次電流 I_p および 1 次入力を測定した。その結果、第 2 - 7 図に B と鉄損の関係、および、第 2 - 8 図に B と $N_p I_p / \ell$ が得られた。



第 2 - 7 図 単相試験における鉄損



第2-8図 磁束密度と単位長さあたりのアンペア回数

(2) 周波数3倍変圧器としての試験

① 試料のための負荷特性検討

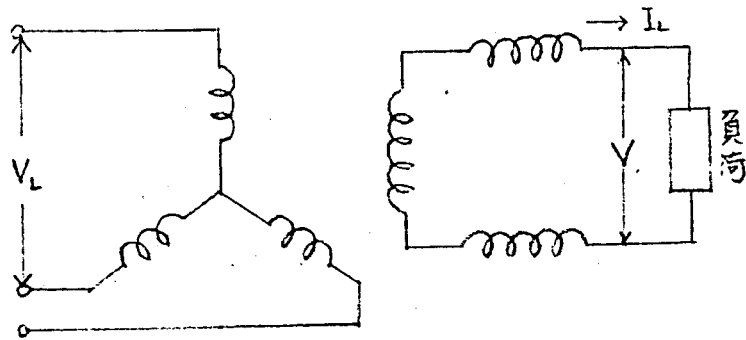
第2-9図(a)は 周波数3倍変圧器の基本接続を示すもので、これを等価回路に書き直すと 第2-9図(b)のようになる。負荷側から見たリアクタンス X_S が 負荷に大きく入ることになって、負荷の状況によって 特性がわかる。

いま 負荷を Z_L とすれば

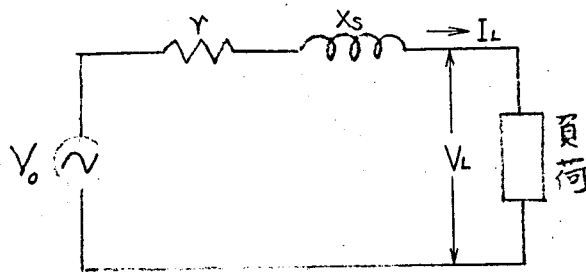
$$V_0 = V + I_L (r + jX_S) = I_L (Z_L + r + jX_S) \quad (2-4)$$

となる。

こゝで r は 3倍周波変圧器の内部抵抗とす。



(a) 基本接続図



(b) 等価回路

第2-9図 周波数3倍変圧器

① 抵抗負荷の場合

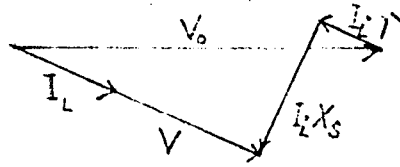
第2-9図の回路の負荷として $Z_L = R_L$ をつなぐと
(2-4)式は

$$\left. \begin{aligned} V_0 &= I_L (R_L + r + jX_s) \\ \theta &= \tan^{-1} \frac{X_s}{R_L + r} \end{aligned} \right\} \quad (2-6)$$

となる。こゝで θ は V_0 と I_L との位相角とす。

これらの関係をベクトル図で示すと第2-10図となる。

V_0 が V および I_L に対して、 X_s の存在のために、位相差 θ が存在する。



第2-10図 抵抗負荷の場合のベクトル図

次に、第2-11図(a)のように負荷に直列にコンデンサを挿入し そのキャパシタンス X_C が

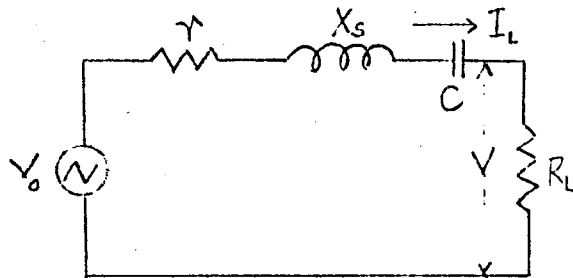
$$|X_C| = |X_S| \quad (2-7)$$

の関係になるようにえらぶと、

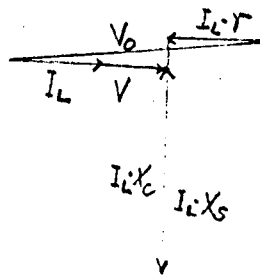
第(2-6)式は、

$$\left. \begin{aligned} V_0 &= I_L \{ R_L + r + j(X_S - X_C) \} \\ \theta &= \tan^{-1} \frac{X_S - X_C}{R_L + r} \end{aligned} \right\} \quad (2-8)$$

となり、 $\theta = 0$ となる。



(a) 等価回路



(b) ベクトル図

第2-11図 抵抗負荷に直列コンデンサ使用の場合

すなわち、 V_0 と V および I_L とは 同相となり 力率 100%, 能率は 直列抵抗のみによって決定される。

しかし、実際は 電源電圧による負荷電圧の変動があるため、本章 第4節Ⅲにおいてのべる理由により $V_0 = 1.1 X_s$ 付近にえらぶのがよく、このため ベクトル図は、第2-11図(b)となる。これらから 直列コンデンサの効果のあることが明らかである。

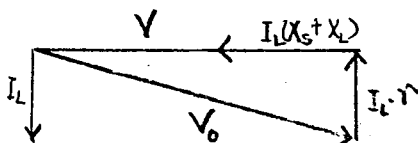
⑧ 誘導負荷の場合

第2-9図の回路の負荷として $Z_L = j X_L$ をつなぐと、
(2-4)式は

$$\left. \begin{aligned} V_0 &= I_L \{ r + j (X_s + X_L) \} \\ \theta &= \tan^{-1} \frac{X_s + X_L}{r} \end{aligned} \right\} \quad (2-9)$$

となる。

そのベクトル図は、第2-12図のように、 V は V_0 に比して小さく、能率は よくない。



第2-12図 誘導負荷の場合

② 周波数3倍変圧器の2次短絡試験

第2-6図の小形変圧器3個を 第2-13図のように接続して 1次電圧 V_L に対する1次電流 I_{ps} 、2次短絡電流 I_s の関係を測定した結果 第2-14図を得た。

この結果から B と P の関係を誘導すると第2-15図となる。

こゝで

$$B = \frac{V_p}{4.44 f \cdot N_p \cdot A} \cdot 10^8 \text{ gauss} \quad (2-10)$$

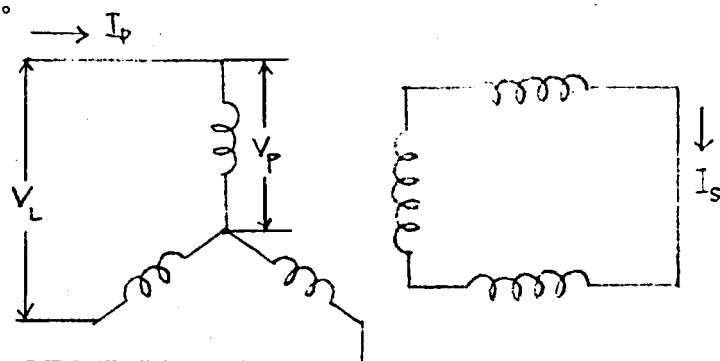
$$V_p = \frac{V_L}{\sqrt{3}} \quad (2-11)$$

B は 磁束密度

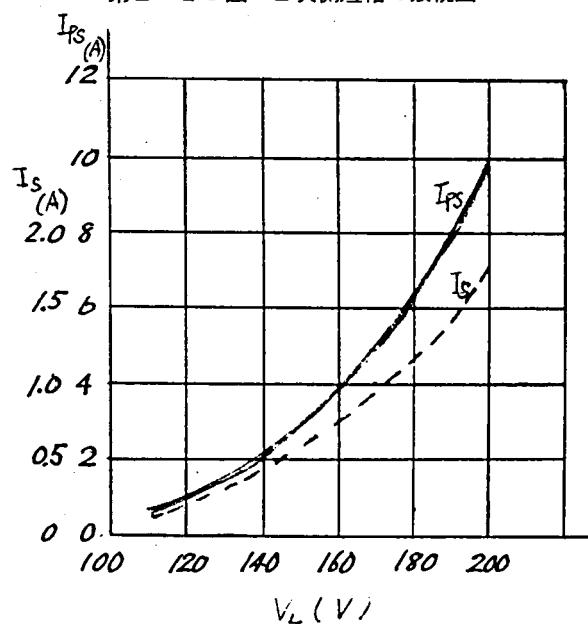
V_L は 一次相間電圧

f は 電源周波数

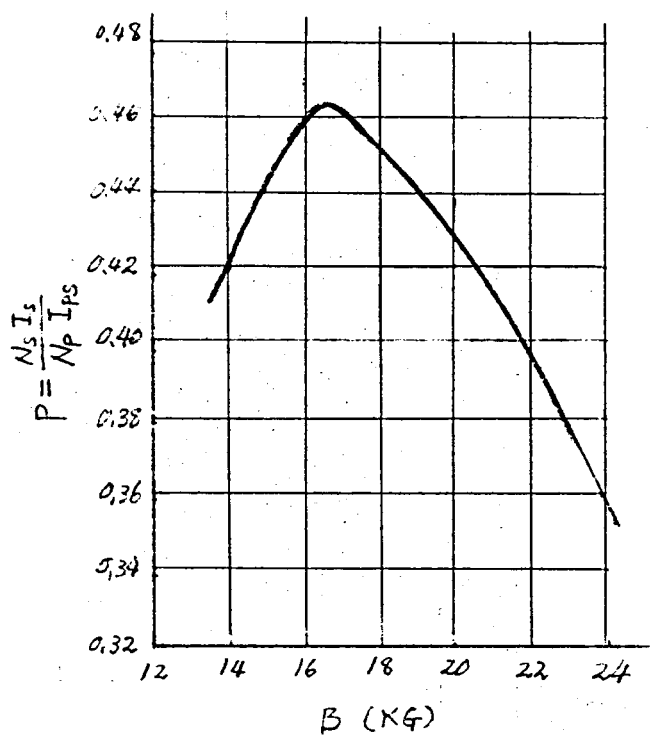
とす。



第2-13図 2次側短絡の接続図



第2-14図 2次側短絡時の1次および2次電流

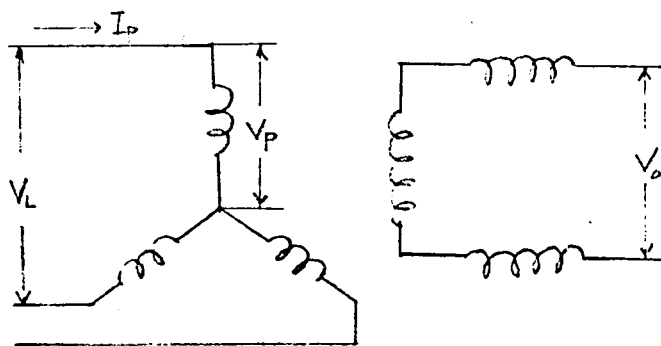


第2-15図 鉄心の特性 P

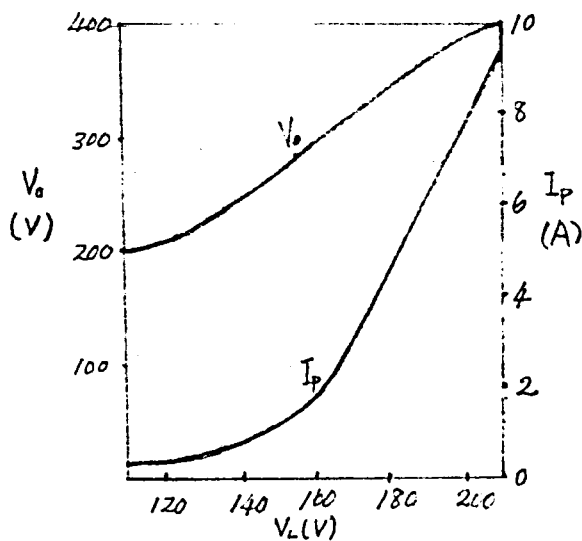
③ 周波数3倍変圧器の2次開放試験

第2-16図の回路接続で1次電圧に対する1次電流 I_p および2次開放電圧 V_o を測定した。結果は、第2-17図のとおりである。

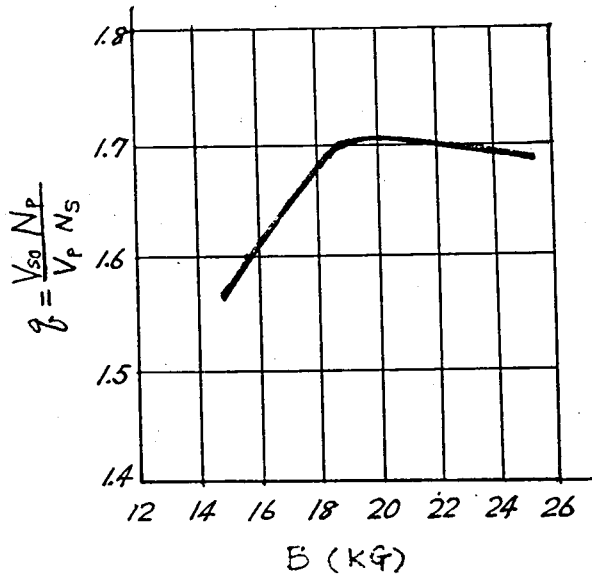
また、この結果から誘導される q の値は、第2-18図のようになった。さらに、内部インダクタンス $Z_s = \frac{V_o}{I_s}$ を求めたのが第2-19図である。



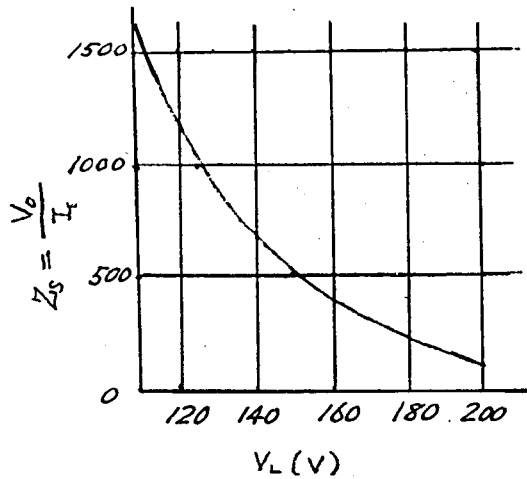
第2-16図 2次側開放の接続図



第2-17図 2次側開放時の1次電流および2次電圧



第2-18図 鉄心特性 q



第2-19図 2次等価リアクタンス X_s

④ 周波数3倍変圧器の抵抗負荷試験

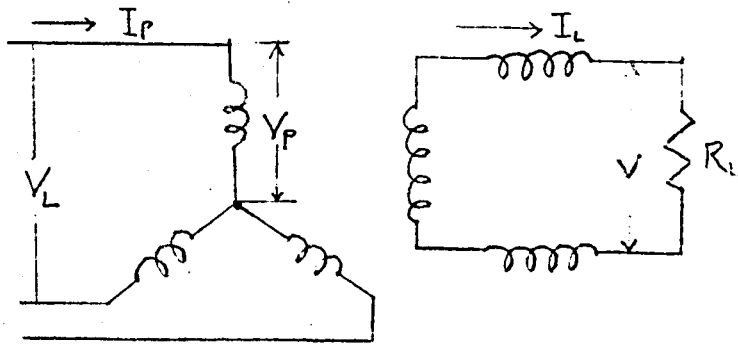
第2-20図のように 2次側に抵抗負荷を接続して 負荷試験を行なって 第2-21図, 第2-22図の結果を得た。

第2-21図において 実線は 第2-20図における V_L , V , I_L

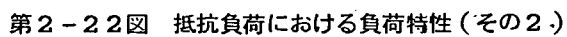
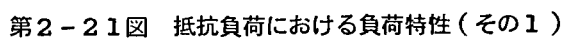
を各負荷抵抗値において 実測により 求めたもので 点線は 第2-19図から 各 V_L に対する $Z_s = \frac{V_o}{I_s} = \sqrt{r^2 + X_s^2}$ を求め 既知の直流 I_L を流し 本変圧器の例として $r = 29.5 \Omega$ に対する X_s を計算する。

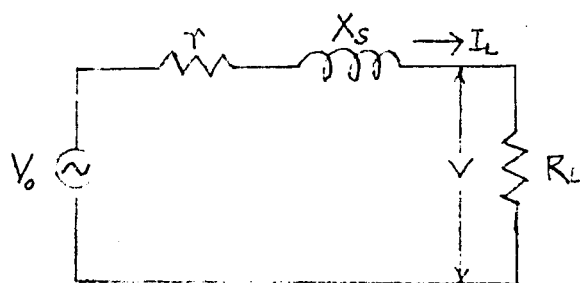
さらに、第2-20図が 第2-23図の等価回路におきかえられるとすれば 各負荷抵抗 R_L に対するインピーダンス $Z = \sqrt{(r + R_L)^2 + X_s^2}$ が計算でき $I_L = \frac{V_o}{Z}$, $V = I_L R_L$ が求まる。

このようにして求めた V_L , V , I_L の関係を 各負荷抵抗について かいいたのが第2-21図である。実線と点線の両者は 比較的よく一致している。第2-22図は、第2-21図の実線と同じく測定により求めたものである。



第2-20図 抵抗負荷時の接続図

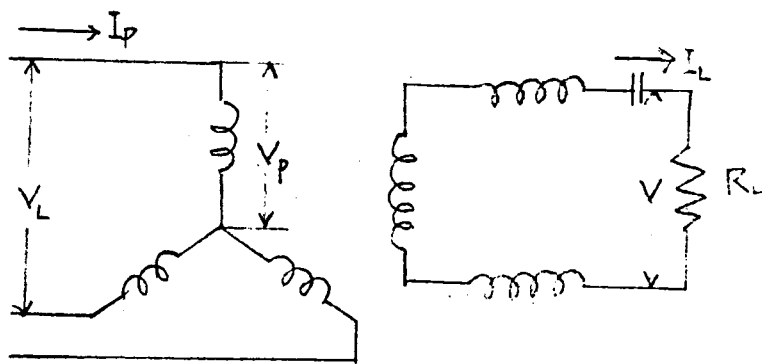




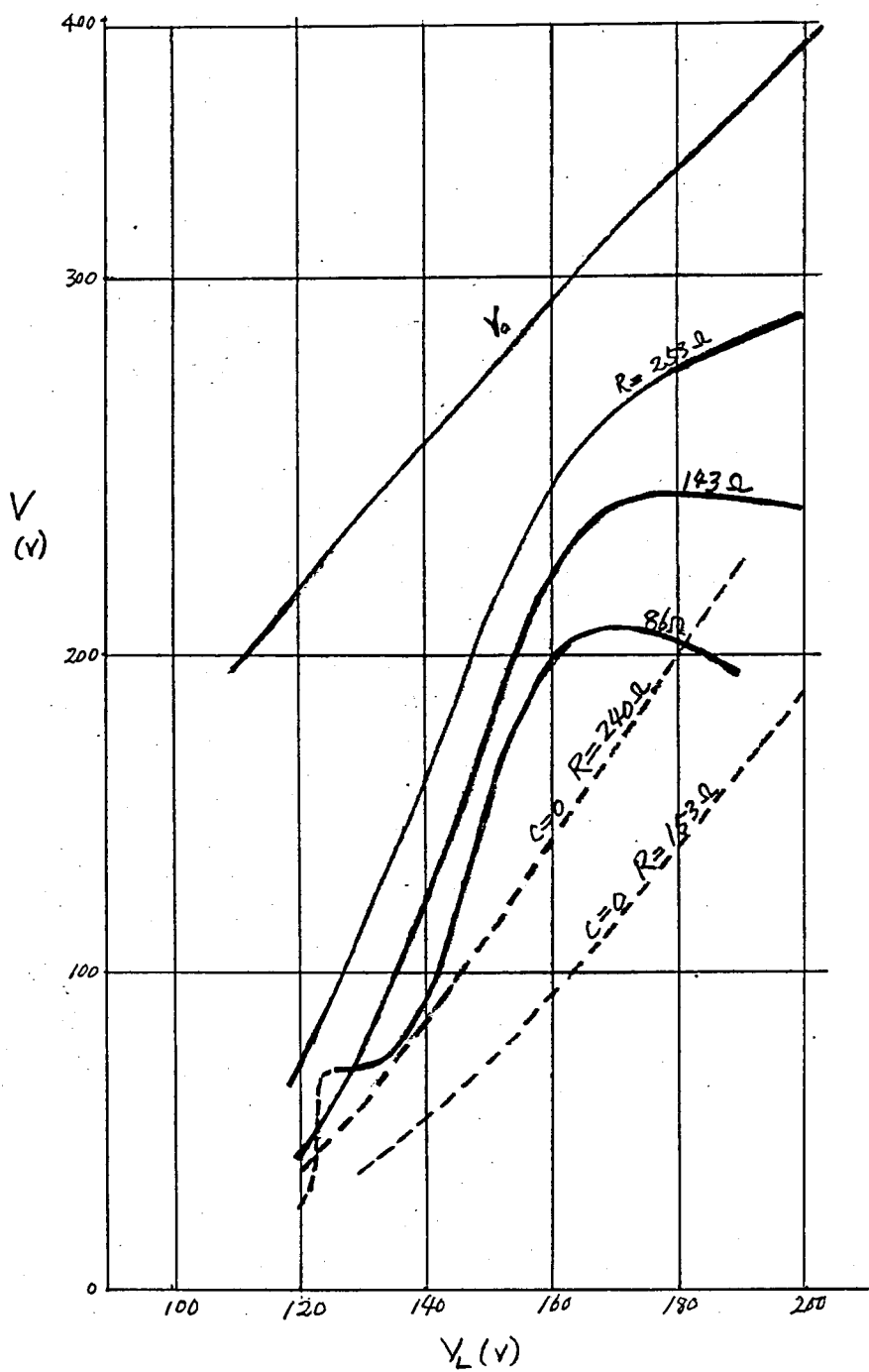
第2-23図 抵抗負荷時の等価回路

⑤ 抵抗負荷に直列コンデンサを挿入した場合

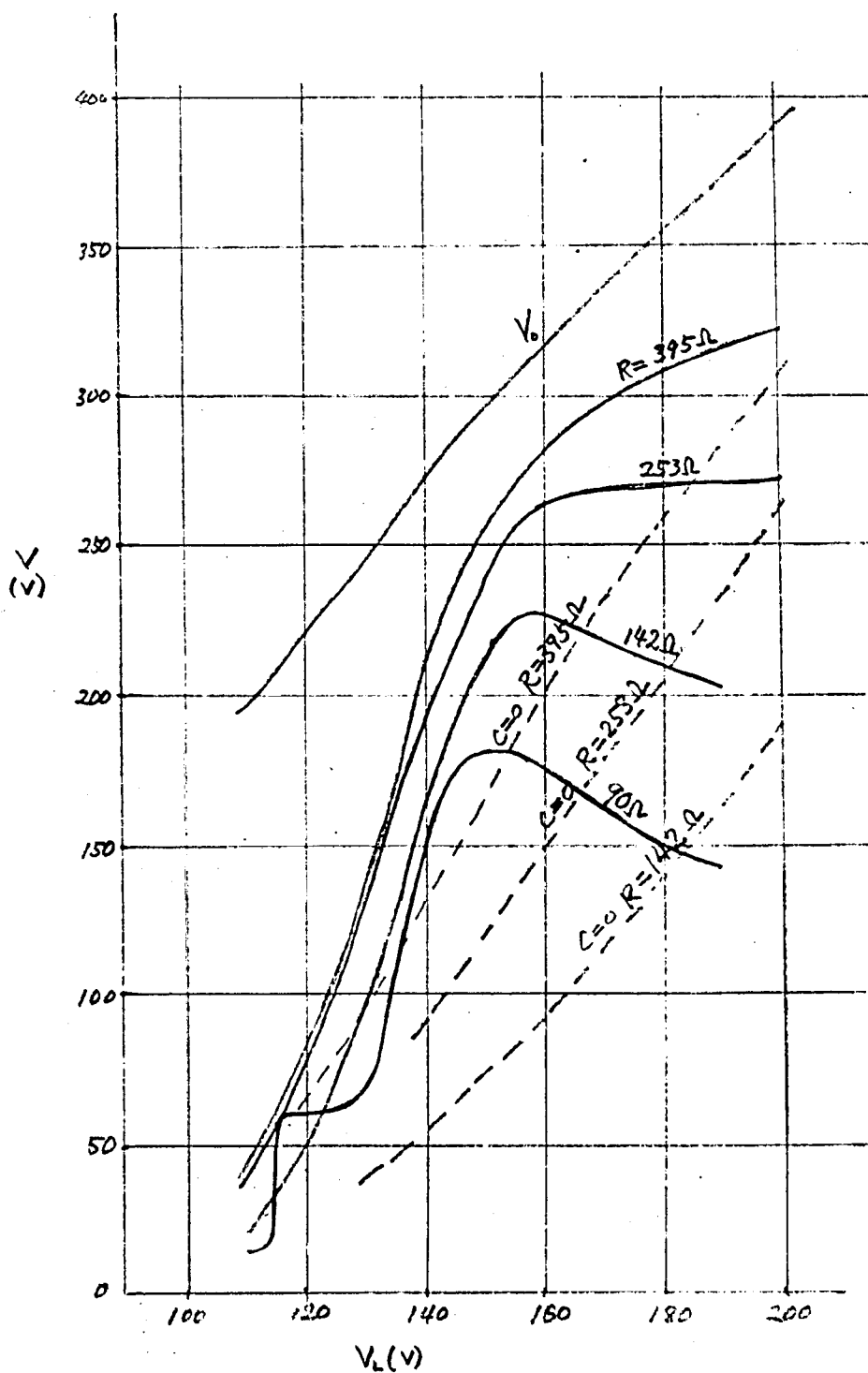
第2-24図のように、2次側に直列にコンデンサCを挿入すると、負荷が抵抗のときには、能率が改善されることはさきにのべた。このときの特性を、第2-25図～第2-29図に示す。図中点線で示してあるのは、直列コンデンサなしのときの負荷特性である。



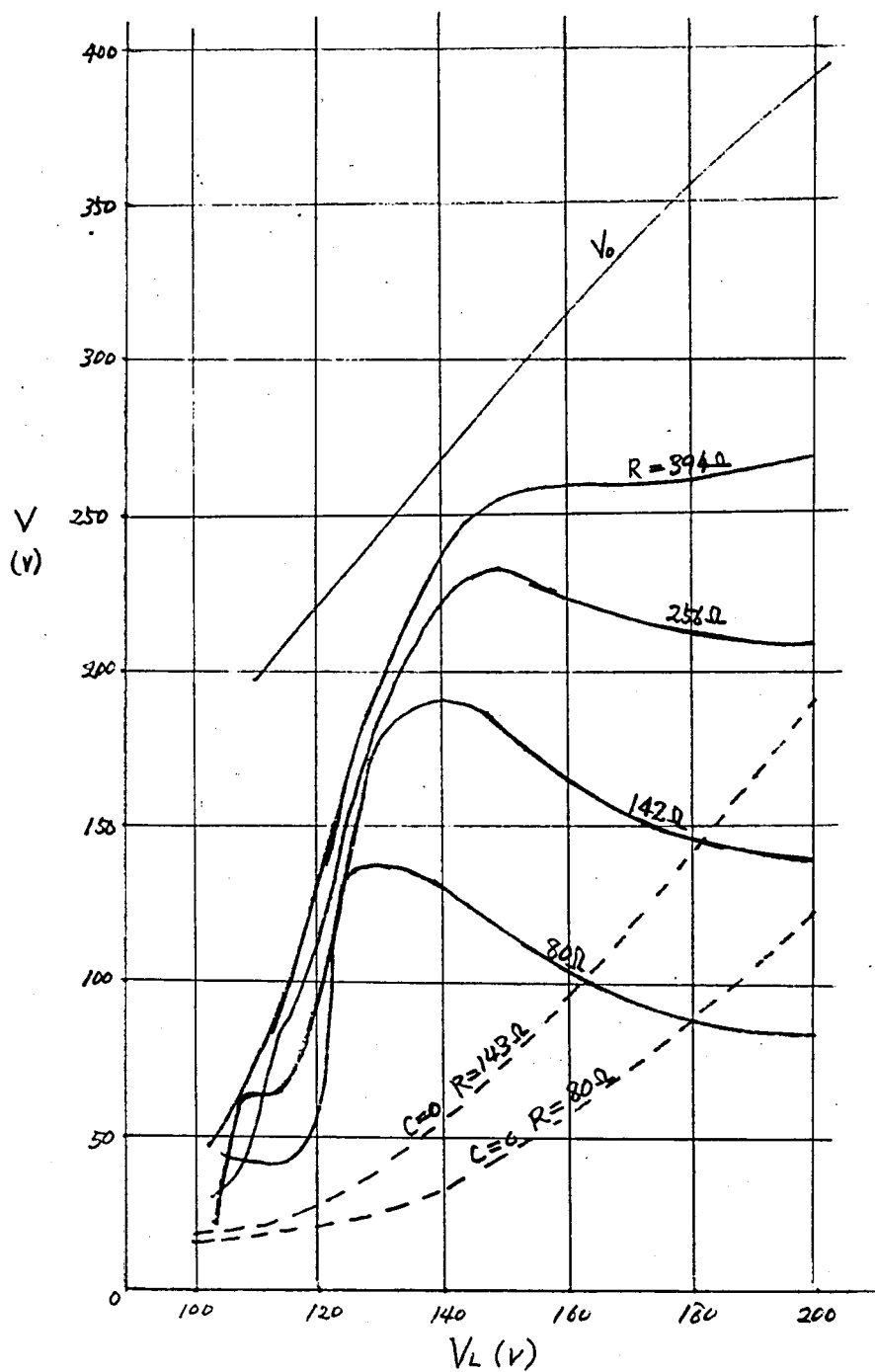
第2-24図 抵抗負荷に直列コンデンサを使用した場合



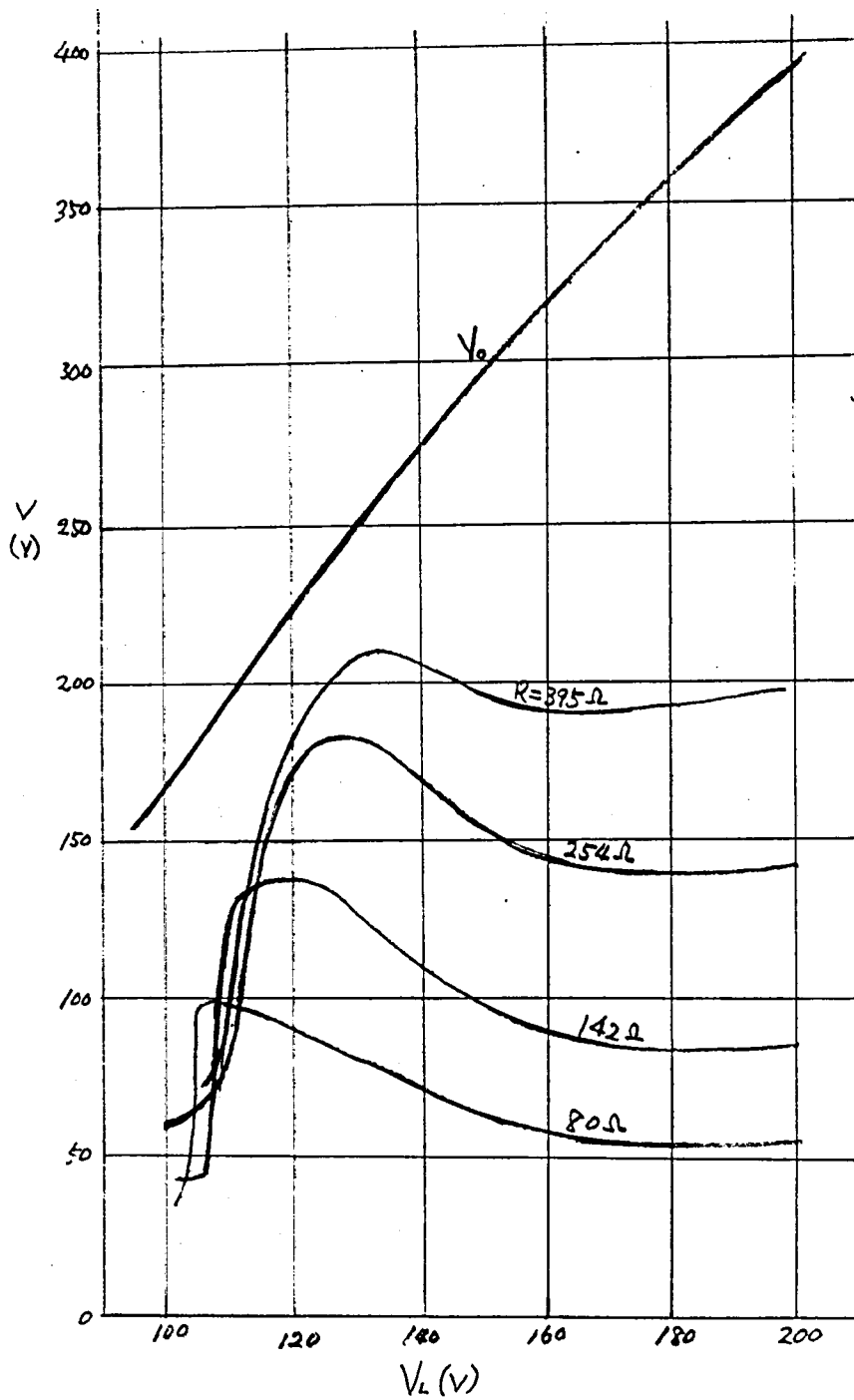
第2-25図 直列コンデンサ使用時の抵抗
抗負荷特性 $C=2.5 \mu F$



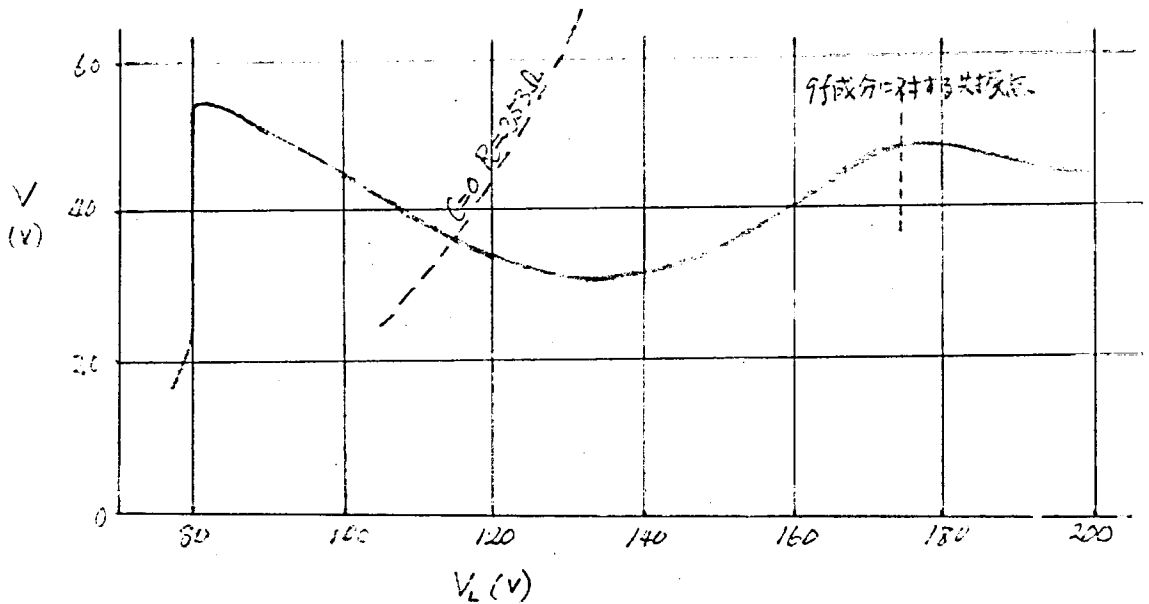
第2-26図 直列コンデンサ使用時の抵抗負荷特性 $C=2.0 \mu F$



第2-27図 直列コンデンサ使用時の抵抗負荷特性 $C=1.5\mu F$



第2-28図 直列コンデンサ使用時の抵抗負荷特性 $C=1.0 \mu F$



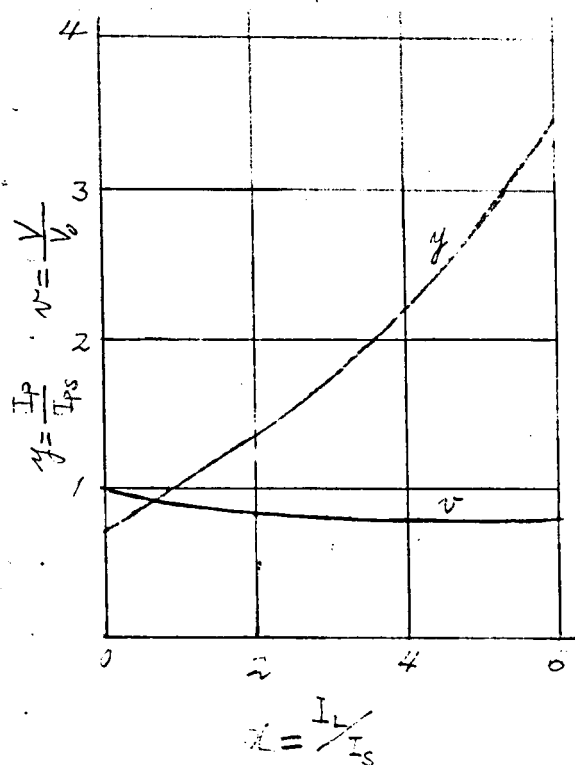
第2-29図 直列コンデンサ使用時の抵抗負荷特性 $C=0.33 \mu F$

以上の結果から それぞれの場合に最大出力が 得られる条件, すなわち, 付加直列コンデンサとインダクタンスとが 共振している条件において

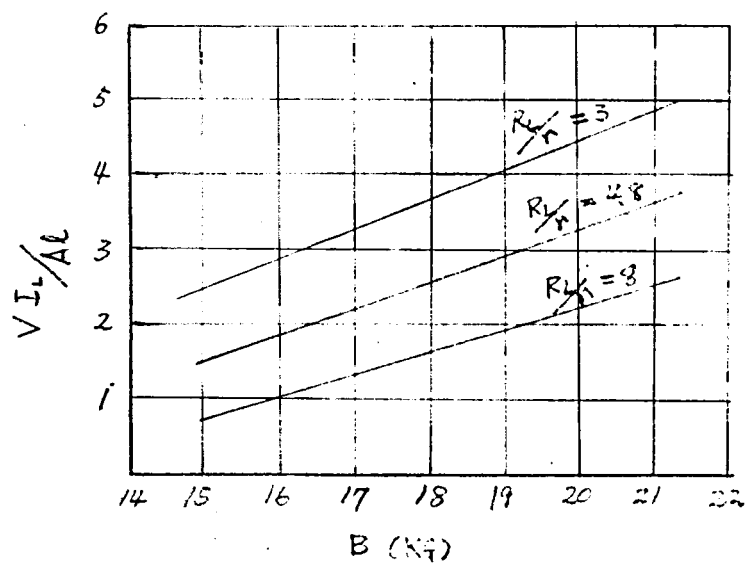
$x = \frac{I_L}{I_s}$, $y = \frac{I_p}{I_{ps}}$, $v = \frac{V}{V_0}$ を測定し, 曲線にかいたのが 第2-30図である。

また, 同様にして, V_L に対する B を第(2-10)式, 第(2-11)式を用いて計算し, 各負荷抵抗における V , I_L を測定によって求め $\frac{V I_L}{A \ell}$ を計算により求めたのが 第2-31図である。

こゝで Ⅱ-1 でのべた $A = 4.30 \text{ cm}^2$ $\ell = 30 \text{ cm}$ を用う。



第2-30図 直列コンデンサ使用抵抗負荷において最適条件における負荷特性



第2-31図 単位鉄心体積あたりの最大出力

第3節 周波数3倍変圧器の動作

この変圧器は 鉄心をきわめて高い飽和状態で使用し、1次側は星形結線を行なうので、変圧器の磁気回路中には 1次励磁による基本波磁束および奇数高調波磁束の和 ϕ_1 と2次側負荷電流による第3(2n+1)次高調波磁束 ϕ_2 との和 ϕ が存在する。

すなわち

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &= \phi_m \sin \omega t + \sum_{n=1}^{\infty} \phi_{m(2n+1)} \sin (2n+1) \omega t \\ \phi_2 &= \sum_{n=0}^{\infty} \phi_{m3(2n+1)} \sin \left\{ (2n+1)(\omega t - \theta) - \frac{\pi}{2} \right\} \\ \phi &= \phi_1 + \phi_2 \\ \theta &= \tan^{-1} \frac{X}{R} = \tan^{-1} \frac{X_s + X_L - X_c}{r + R_L} \end{aligned} \right\} \quad (2-12)$$

である。

こゝで X_L は 負荷リアクタンスとす。

Ⅰ 1次電圧電流波形

Ⅰ-1 2次側短絡の場合

2次側短絡の場合は、 $R_L = r$ $X = X_s$ であるので (2-12)式における $\theta = \tan^{-1} \frac{X_s}{r}$ $X_s \gg r$ であるから $\theta \simeq \frac{\pi}{2}$ となる。

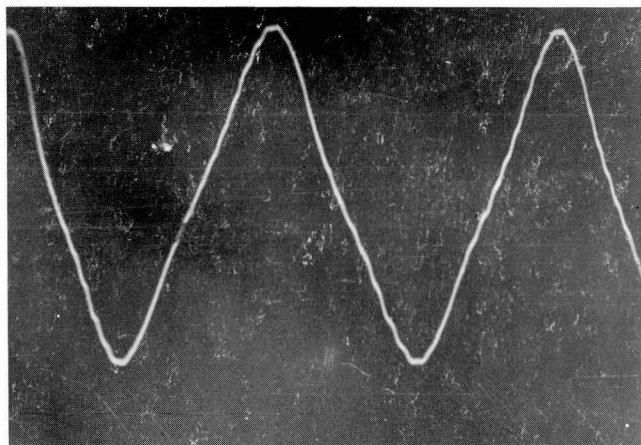
したがって 第3高調波成分に対しては

$$\begin{aligned} \phi_2 &= \phi_m \sin \{ (2n+1) \omega t - \pi \} \\ &= -\phi_m \sin (2n+1) \omega t \end{aligned} \quad (2-13)$$

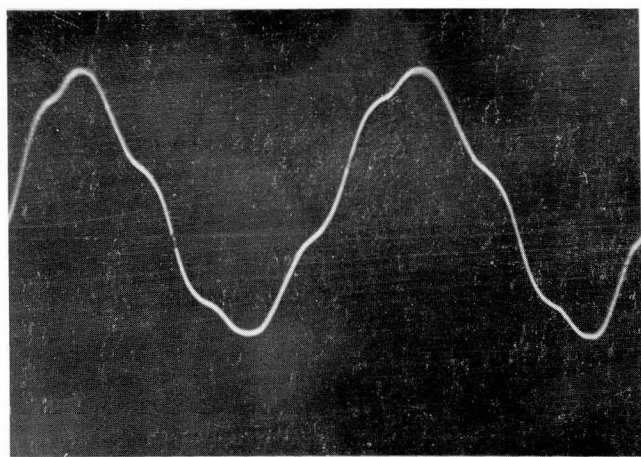
である。

磁気回路中に磁気飽和のためにおきる起磁力の第3(2n+1)次高調波成分は、2次短絡電流 I_s によっておきる起磁力によって、 I_s が2次側に流れる余地をのこして打消される方向に流れる。すなわち、磁束の第3高調波と I_s が相互調節する。

また、1次側電流の中には 星形結線のために 第3(2n+1)次高調波成分は 存在しないので、第2-32図(a)の V_p の波形には第3高調波成分が わずかに含まれ、(b)の I_p には 第5高調波成分が含まれていることを示す。



(a) V_p



(b) I_p

第2-32図 2次側短絡時の1次電圧電流波形

Ⅰ - 2 2次側開放の場合

このときは、2次電流 I_s が流れないために、(2-12)式における $\phi_2 = 0$ となるので ϕ_1 は補償されず 1次相電圧および 2次電圧に第3高調波成分が含まれる。

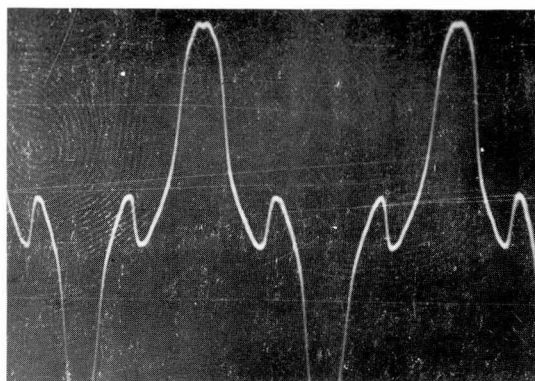
線間電圧 V_{AB} , V_{BC} , V_{BN} と相間電圧 V_{AN} , V_{BN} , V_{CN} の関係は

$$\left. \begin{aligned} V_{AB} &= V_{AN} - V_{BN} \\ V_{BN} &= V_{BN} - V_{CN} \\ V_{CA} &= V_{CN} - V_{AN} \end{aligned} \right\} \quad (2-14)$$

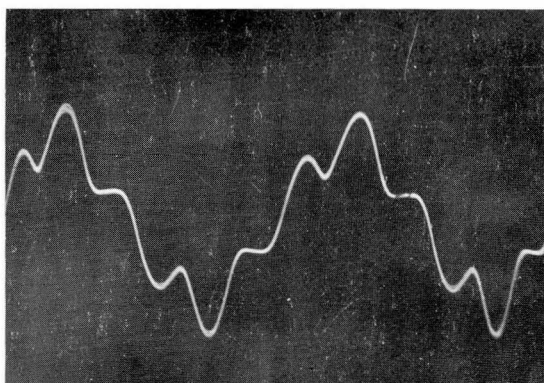
で表わされるが、それぞれの中性点に対する第3(2n+1)成分は同相で大きさが等しいので、上式の右辺は平衡状態では0である。

したがって、第3(2n+1)成分は線間電圧には、存在しなくても、中性点に対する電圧には存在する。

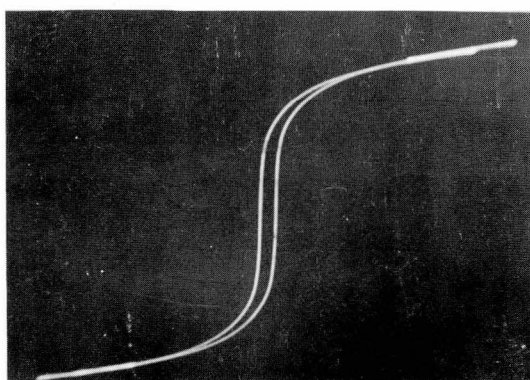
第2-33図(a), (b)は、この場合の1次相電圧 V_p および1次電流 I_p の波形で、 V_p には大きい第3高調波成分、 I_p には第5高調波成分を含んでいることがわかる。また、 I_p がこのように第5高調波成分により波形の頂点付近でくぼむため、B-H曲線の上で第2-33図(c)のように一度往復運動をする。



(a) V_p



(b) I_p



(c) B - H 特性

第2-33図 2次側開放時の1次電圧, 電流波形

□ - 3 2次抵抗負荷の場合

2次側短絡の場合と開放の場合の中間の形をとるが、(2-12)式において、 $X_L = 0$ であるから、 $\theta = \tan^{-1} \frac{X_s}{r + R_L}$ 、 $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ であるので、 ϕ_1 と ϕ_2 との位相差は大きく。 V_p の波形は左右非対称になる。負荷の小さいときは2次短絡、負荷の大きいときは2次開放に近い状態になる。

□ - 4 2次抵抗負荷に直列コンデンサを挿入した場合

(1) $|X_s| = |X_c|$ の場合

この場合は2次側が共振状態にある場合であって、(2-12)式において $X = 0$ $\theta = 0$ となるので、

$$\phi_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \phi_{m3(2n+1)} \sin \left\{ (2n+1)\omega t - \frac{\pi}{2} \right\} \quad (2-15)$$

となる。

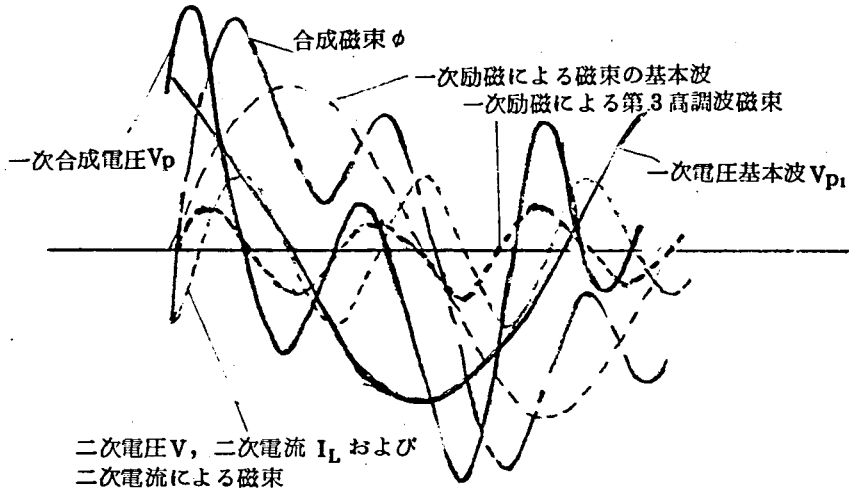
したがって、1次励磁による磁束の第3高調波成分と2次電流による磁束の第3高調波成分とは $\frac{\pi}{2}$ の位相差を生ずる。

全磁束は、基本波と第3高調波成分のみを考えると

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_1 + \phi_2 \\ &= \phi_m \sin \omega t + \phi_{m3} \sin 3\omega t + \phi_{m3} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \end{aligned} \quad (2-16)$$

となる。

これを曲線にかくと第2-34図のようになり、1次合成電圧波形も本図に示す。



第2-34図 $|X_L| = |X_C|$ における1次相電圧波形

(2) $|X_L| > |X_C|$ の場合

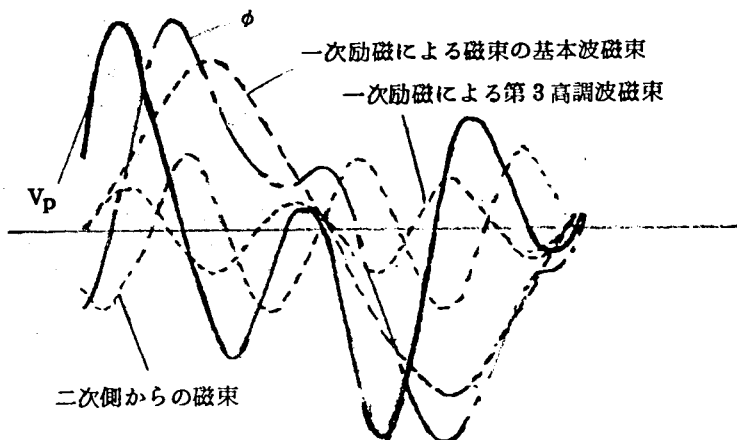
この場合は (2-12) 式において $X = X_s - X_c > 0$ であるので

$$\theta = \tan^{-1} \frac{X_s - X_c}{r + R_L} > 0 \quad \text{となる。}$$

したがって、 I_s は誘導性となり ϕ_2 は ϕ_1 に対して位相のおくれは大きくなる。全磁束は、基本波と第3高調波成分のみと考えると

$$\phi = \phi_m \sin \omega t + \phi_m \sin 3\omega t + \phi_{m_3} \sin (\omega t - \theta - \frac{\pi}{2}) \quad (2-17)$$

となり、合成1次電圧波形は第2-35図のごとくますます非対称になる。



第2-35図 $|X_L| > |X_C|$ における1次相電圧波形

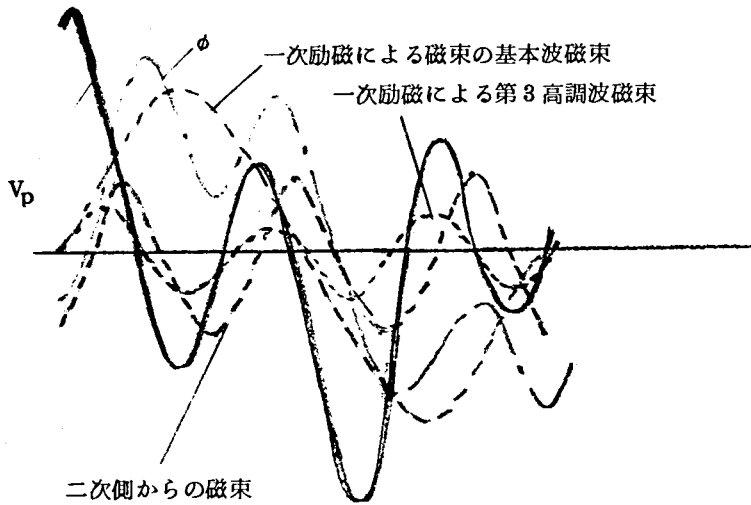
(3) $|X_L| < |X_C|$ の場合

この場合は (2-12) 式において $X = X_s - X_c < 0$

$$\theta = \tan^{-1} \frac{X_s - X_c}{r + R_L} < 0 \quad \text{であるので,}$$

I_s は 容量性で, ϕ_2 は ϕ_1 に対して 位相のおくれは少ない。

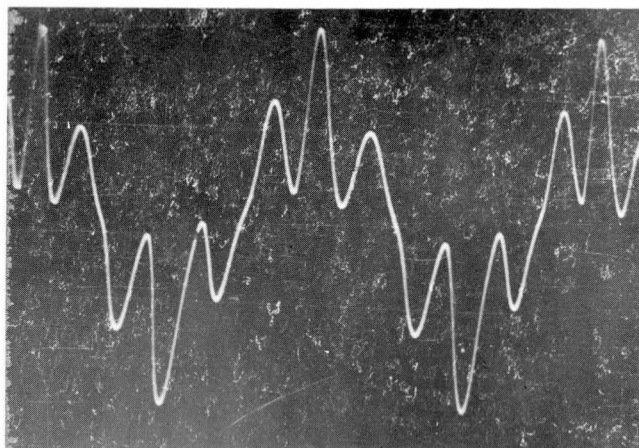
合成 1 次電圧波形は 第 2-36 図のごとく, 左右対称性になる。



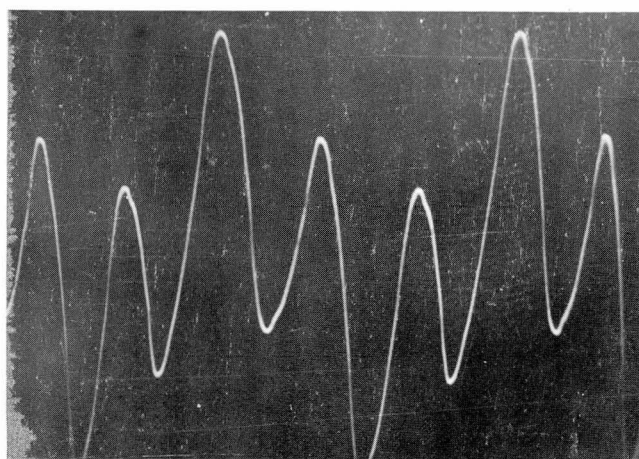
第 2-36 図 $|X_L| < |X_C|$ における 1 次相電圧波形

第 2-37 図(a)(b)は このような動作状態における相間電圧 V_p , 線間電流 I_p の代表的な波形を示すオシログラムである。

また, 第 2-38 図(a)(b)(c) は, それぞれ 第 2-34 図, 第 2-35 図, 第 2-36 図 の考察に相当する動作状態の 1 次相間電圧のオシログラムで 両者の結果はよく一致する。



(a) V_p



(b) I_p

第2-37図 直列コンデンサ使用抵抗
負荷時の1次電圧電流波形



- (a) $V_L = 150V$
 $I_L = 0.94A$
 $C = 2\mu A$
 $(|X_L| \div |X_C|)$



- (b) $V_L = 140V$
 $I_L = 0.75A$
 $C = 2\mu A$
 $(|X_L| > |X_C|)$



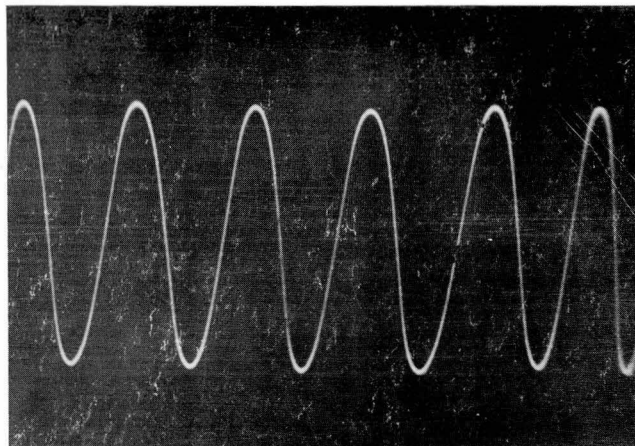
- (c) $V_L = 190V$
 $I_L = 1.07A$
 $C = 2\mu A$
 $(|X_L| < |X_C|)$

第2-38図 いろいろの条件における1次相電圧波形
 直列コンデンサ使用抵抗負荷の場合

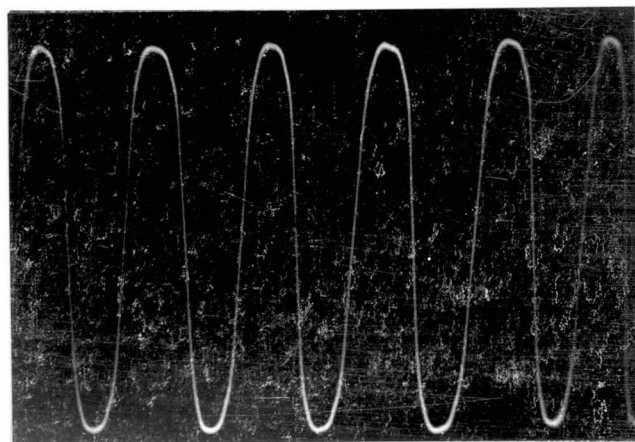
② 出力波形

②-1 2次側短絡の場合

2次電流の波形は、第2-39図のように、第3高調波成分のほかに、
 第9高調波成分が含まれているため、波形の頂点がややたいらになっている。



(a) $C = \infty$ $R_L = 0$
 $V_L = 110 \text{ V}$



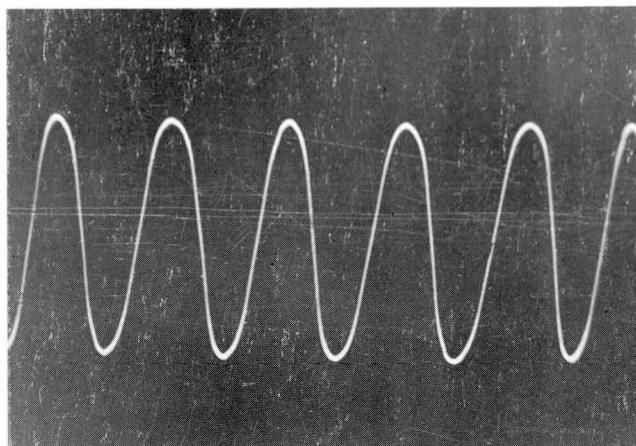
(b) $C = \infty$ $R_L = 0$
 $V_L = 180 \text{ V}$

第2-39図 2次側短絡時の2次電流波形

図-2 抵抗負荷の場合

2次電流 I_L の波形は第2-40図となるが、この場合には、第3高調波成分に対する周波数3倍変圧器の内部リアクタンス X_{L3} に比して、第9高調波成分に対するリアクタンス X_{L3} が大であるため、($X_{L3} \div 3 X_{L3}$) 2次

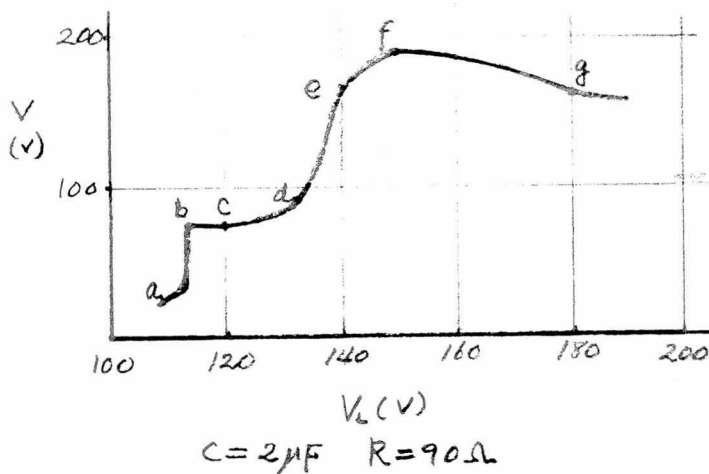
誘起電圧に対するおくれが、第9高調波成分の方が大きく、そのため、②-1の場合にくらべて波頂がたいらでなくなっている。



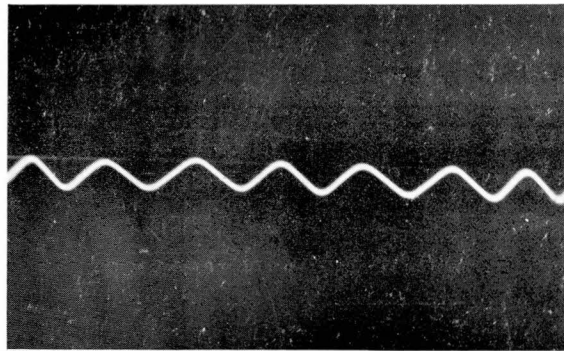
第2-40図 抵抗負荷の場合の2次電流波形

②-3 抵抗負荷で直列コンデンサを使用した場合

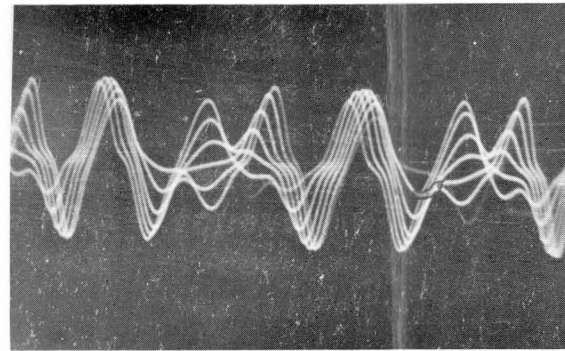
直列コンデンサと周波数3倍変圧器内部リアクタンスによって直列共振が生ずるので、出力波形は1次供給電圧により複雑に変化する。



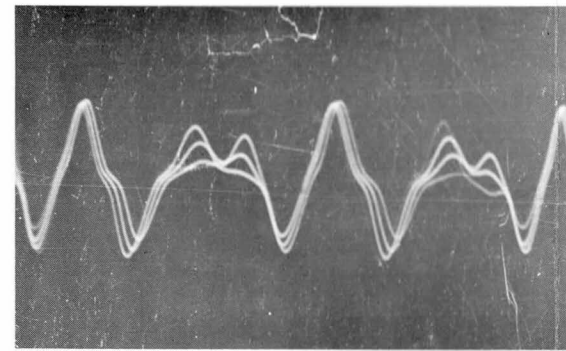
第2-41図 直列コンデンサ使用抵抗負荷時の負荷特性の代表例



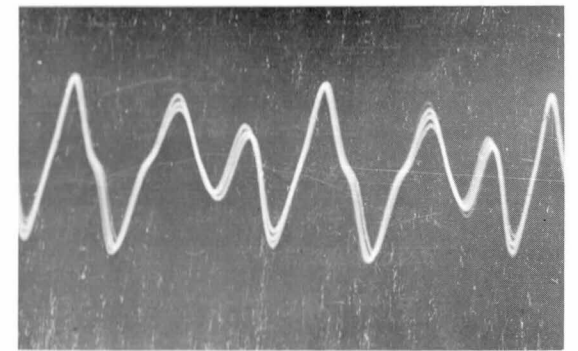
(a) $V_L = 110V$



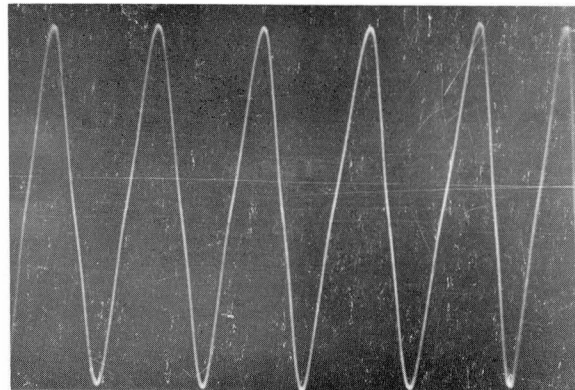
(b) $V_L = 115V$



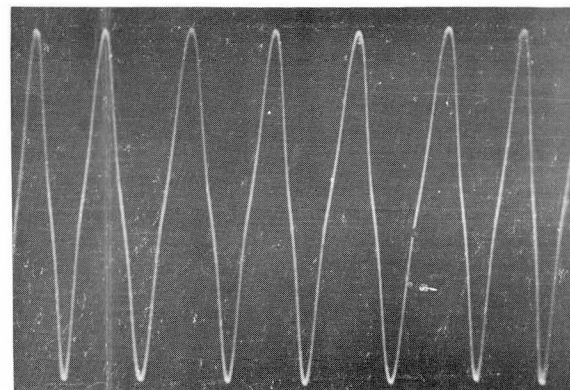
(c) $V_L = 120V$



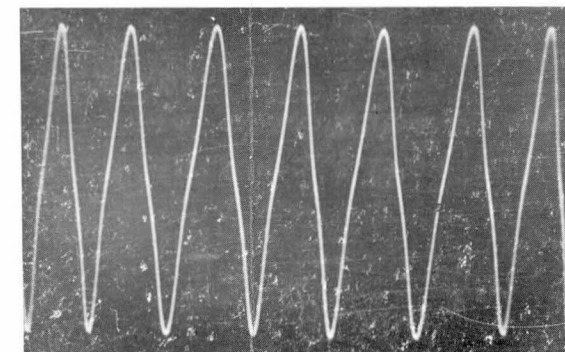
(d) $V_L = 130V$



(e) $V_L = 140V$



(f) $V_L = 150V$



(g) $V_L = 180V$

第2-42図 第2-41図の特性の各点における2次電流波形

第2-41図は、直列コンデンサ $C = 2\mu F$ 、負荷抵抗 $R_L = 90\Omega$ 一定の場合の、1次電圧 V_L と負荷電圧 V の関係を示すものであるが、いろいろな V_L における負荷電流のオシログラムは、第2-42図となる。この波形より各点における周波数3倍変圧器の動作を考えてみると以下のようになる。

(1) $V_L = 110V$ 付近

第3高調波成分に対する直列コンデンサによるリアクタンス $|X_{C3}|$ が、周波数3倍変圧器の内部リアクタンス $|X_{L3}|$ にくらべて非常に小さく、第3高調波成分電流は、ほとんど内部リアクタンスにより制約をうけて小さく、出力電圧も小さい。波形は大部分、第3高調波成分よりなる比較的きれいな正弦波である(第2-42図(a))。

(2) $V_L = 115V$ 付近

基本波成分に対する共振状態である。負荷電流波形は、第2-42図(b)のごとく基本波成分をふくみ、振動状態になる。

(3) $V_L = 120 \sim 130V$ 付近

前項と同様の状態であるが、振動が少なくなる(第2-42図(c),(d))。

(4) $V_L = 140V$

第3高調波成分に対する共振条件に近い場合、出力波形は、第3高調波成分が大部分をしめ、これにわずかに第9高調波成分を含むが、不安定である(第2-42図(e))。

(5) $V_L = 150V$

第3高調波成分に対する共振状態となる場合で、もっとも重要な状態であって、出力が最大となる。負荷電流の波形は第2-42図(f)のごとく前項と同様第9高調波成分を含む。この場合、第3高調波成分と第9高調波成分の位相関係は第3高調波成分は2次誘起電圧と同相、第9高調波成分は誘導性であるためほとんど 90° 遅相となるので2次側短絡の場合にくらべて第3高調波成分を基準とした場合、約 90° の位相差を生じ尖鋭波形となる。

(6) $V_L=180V$

(4)の状態に比して 出力が減少する。第3高調波成分に対しては インピーダンスは 容量性となるが、第9高調波成分に対しては いぜんとして 誘導性であるので 両者の位相関係が (4)の場合にくらべて 多少ずれる。そのため 負荷電流波形は 第2-42図(g)となる。

さらに 1次電圧を上げると 第9高調波成分に対する共振をおこす。その一例は 第2-29図に示すごとくである。共振点においては 直列コンデンサの第3高調波成分に対するリアクタンスが 負荷抵抗に比して 十分大きく 負荷電圧は ほとんど 第9高調波成分によりなるものと考えられる。

第4節 15MeV ベータトロン装置用周波数3倍変圧器の設計とその制御系

前節の小形変圧器による実験の結果得られた資料に基づいて、15MeV ベータトロン用励磁電源を設計した。ベータトロンでは、これを励磁するに大きいアンペア回数を必要とするが、ほとんどが無効電流によって占められるため、励磁コイルに流す電流を直接外部から供給したのでは大容量の電源を必要とし、しかも、力率が非常に悪くなるので能率がきわめて悪い。

ベータトロンでは、励磁コイルに直列にコンデンサをそう入して、コンデンサ容量が、励磁コイルのインダクタンスと励磁電源周波数に共振するようにし、この共振電流によって磁極のスキマに必要な磁束を作り、外部からは鉄心の励磁によって生ずる鉄損、励磁コイル内の銅損、および、共振コンデンサの誘電体損に相当する電力のみを供給する。すなわち、電源側からみれば並列共振状態で運転する。

前節では、周波数3倍変圧器の負荷として抵抗のみを考えていたが、上述の負荷を接続する場合について検討する必要がある。

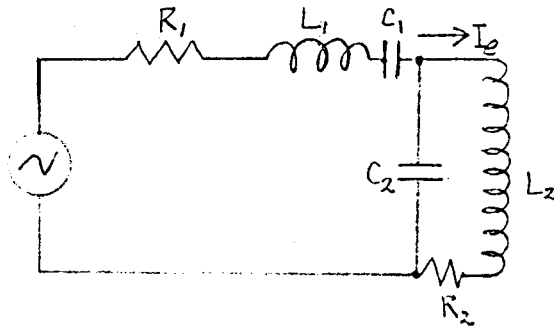
Ⅰ 負荷として共振回路を接続したときの周波数3倍変圧器

周波数一定の場合には、共振しておれば、抵抗負荷と考えられる。この

場合の周波数変動に関して考える。

能率をよくするために、直列コンデンサを使用した周波数3倍変圧器を等価回路で書くと、第2-43図のごとくなる。

こゝで、 V は周波数3倍変圧器の2次第3高調波成分誘起電圧、 L_1 は負荷側からみた内部インダクタンス、 C_1 は直列コンデンサ、 R_1 は周波数3倍変圧器の内部抵抗および直列抵抗の合成、 L_2 はベータトロンのマグネット



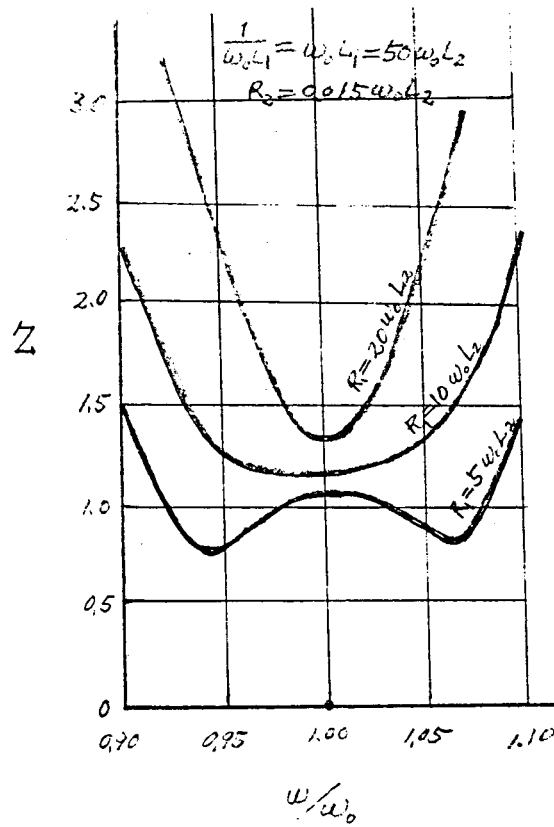
第2-43図 負荷に共振回路を接続したときの等価回路

励磁コイルのインダクタンスで、この場合、磁気回路に大きいスキマを有し、また、鉄心が飽和しない範囲で使用するので、励磁電流によってその値が変わらない。 C_2 は共振用コンデンサ、 R_2 はマグネットの鉄損、励磁コイルの銅損、コンデンサ損を含める。

第2-43図について励磁電流 I_e を求めると、つぎのごとくなる。

$$I_e = \frac{V}{Z} = \frac{V}{R_2 - \omega C_2 (aR_1 + bR_2) + j \{ \omega L_2 + \omega C_2 (R_1 R_2 - ab) \}} \quad (2-17)$$

ここに $a = \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}$, $b = \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}$ とする。



第2-44図 第2-18式のZの周波数特性；
 $|X_{L1}| = |X_{C1}|, |X_{L2}| = |X_{C2}|$

したがって、 $|Z|$ を求めれば、 I_e の変化のようすを知ることができる。

$$|Z| = \sqrt{\{R_2 - \omega C_2(aR_1 + bR_2)\}^2 + \{\omega L_2 + \omega C_2(R_1 R_2 - ab)\}^2} \quad (2-18)$$

ここでもし、動作点において、第3高調波成分に対して

$$|X_{L1}| = |X_{C1}|$$

でしかも

$$|X_{L2}| = |X_{C2}|$$

であれば、角周波数 ω に対するZすなわち I_e は第2-44図となり、設計がよければ、かなり広範囲の ω の変動に対して、励磁電流 I_e を一

定に保つことが可能である。

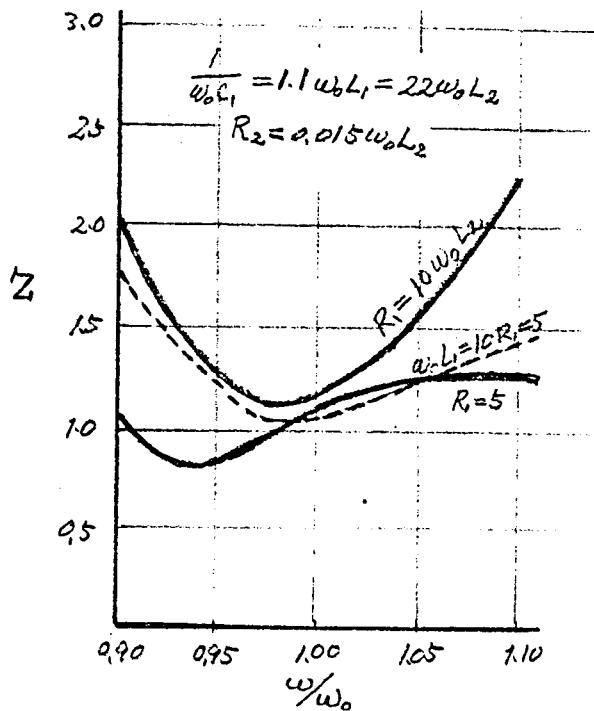
しかし、第2-18図において、1次、2次電圧の変換能率の 変わらない所は 磁束密度の高い部分にあるので、電源電圧の変動を考慮したときは、共振状態の内部インダクタンス L_1 より 高い目のインダクタンスと共振する X_C を求める方がよい。したがって、直列コンデンサをそう入したときの最適条件として $X_C = 1.1 X_{L_1}$ 付近にとる。

$$\text{いま、一例として、} \quad \omega_0 L_2 = \frac{1}{\omega_0 C_2} = 1$$

$$R_2 = 0.015$$

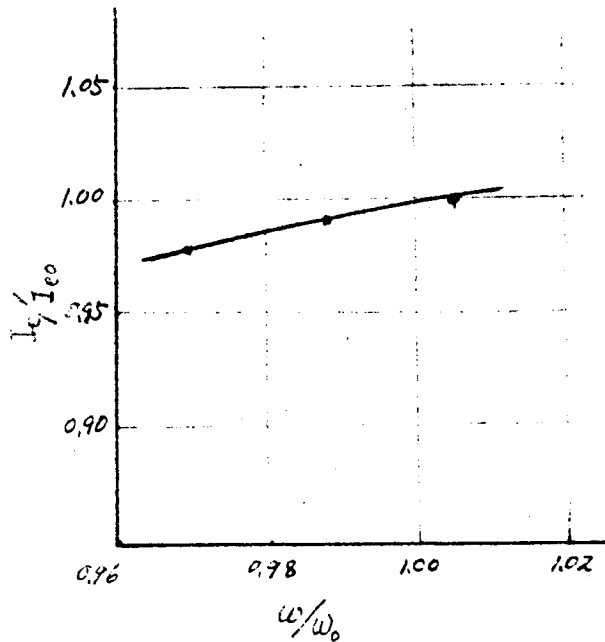
$$\frac{1}{\omega_0 C_1} = 1.1 \omega_0 L_1$$

の場合について、 $\omega - Z$ の関係を計算すると第2-45図となり、 I_e が ω に無関係である領域はなくなる。



第2-45図 Zの周波数特性； $|X_{C10}| = 1.1 |X_{L10}|$
 $|X_{L20}| = |X_{C20}|$

一方 $|X_{L2}| = |X_{C2}|$ が つねに満足される場合、すなわち、抵抗負荷と考えられる場合の周波数特性は 第2-46図のごとく $\omega = 0.98\omega_0$ に対して $I_e = 0.985 I_{e0}$ となる。



第2-46図 $|X_{L2}| = |X_{C2}|$ である場合の周波数による励磁電流の変動

第4章 ベータトロン装置の電源としては 以上のような点から まずマグネット共振回路を つねに電源周波数の3倍の周波数に共振させる自動共振調整装置を設けて、共振状態に維持し、さらに、励磁電流自動調整装置により励磁電流を所定の値に調整する2系統の調整装置を設けた。

② 周波数3倍変圧器の設計例

設計の例として 15MeV ベータトロン装置用の次の仕様の周波数3倍変圧器についてのべる。

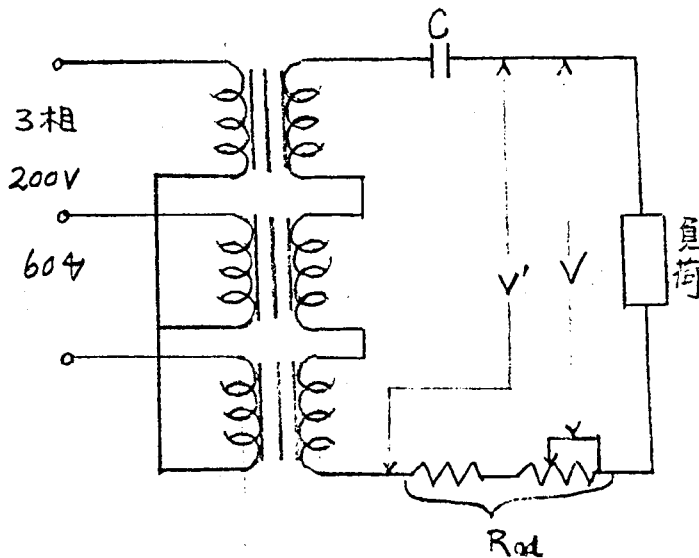
② - 1 定格仕様

出力電圧：最大 2.8 kV
 常用 2.53 kV
 出力電流 最大 5.83 A
 常用 5.3 A

② - 2 設 計

第 2 - 47 図のような構成とし 直列附加抵抗 R_{ad} を 220Ω とすると R_{ad} および負荷にかかる電力は

$$\begin{aligned} V' &= V + 220 \times 5.83 \\ &= 2800 + 1280 = 4080 \text{ ボルト} \\ W' &= V' I_L = 4080 \times 5.83 = 23.8 \text{ kVA} \end{aligned}$$



第 2 - 47 図 ベータトロン用周波数
3倍変圧器接続図

電源変動によっても 1 次, 2 次電圧の変換能率の変わらない磁束密度を第 2 - 18 図から $B = 21 \text{ KG}$ とえらぶ。

(1) 平均磁路長 ℓ , 鉄心断面積 A の決定

変圧器の 2 次側から見た内部抵抗 r その他の抵抗分を加えた総和を

R_L として, $\frac{R_L}{r} = 3$ とすれば

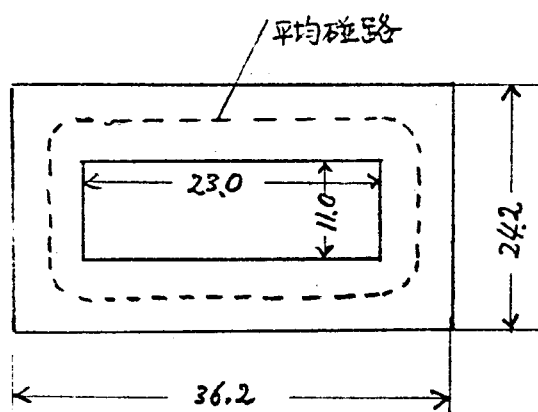
第2-31図より,

$$\frac{V'I_L}{A\ell} = 4.6$$

したがって $A\ell = 5.2 \times 10^3$

こゝで $\ell = 94 \text{ cm}$ とすれば

$$A \div \frac{5.2 \times 10^3}{94} = 55 \text{ cm}^2 \quad \text{となる。}$$



第2-48図 平均磁路長と鉄心寸法

第2-48図は 平均磁路長と鉄心寸法の関係を示す。

(2) N_p, N_s, I_p の決定

第2-18図より $B = 21 \text{ KG}$ に対して

$q = 1.70$ となる。

(2-2)式は

$$\begin{aligned} \frac{N_p}{N_s} &= q \frac{V_p}{V_s} = 1.70 \times \frac{V_L / \sqrt{3}}{4080} \\ &= 1.70 \times \frac{115.5}{4080} = 0.0495 \end{aligned}$$

第2-15図より

$B = 21 \text{ KG}$ に対して

$P = 0.418$ となる。

(2-1)式は

$$\frac{I_s}{I_{ps}} = 0.418 \times 0.0495 = 0.0207$$

いま, $\frac{I_L}{I_s} = 2.0$ とすれば

$$I_s = \frac{5.83}{2.0} = 2.91 \text{ A}$$

$$I_{ps} = \frac{2.91}{0.0207} = 140 \text{ A}$$

第2-8図より $B = 21 \text{ KG}$ に対して

$$\frac{N_p I_p}{\ell} = 54$$

$$N_p = 54 \times \frac{\ell}{I_{ps}} = 54 \times \frac{94}{140} \simeq 35 \text{ T}$$

$$N_s = 20.2 \times 36 = 707 \text{ T}$$

第2-30図より

$x = 2.0$ に対して $y = 1.2$

$$I_p = \frac{I_p}{I_{ps}} = 1.2$$

$$I_p = 1.2 \times 140 = 168 \text{ A}$$

したがって

1次巻数の設計値35Tが、ほぼ中心になるように31~41Tの間に
2Tごとにタップを設ける。

線として $14 \times 4 \text{ mm}^2$ の平角銅線を使用すれば

電流容量 200 A

重 量 7.88 kg

巻線抵抗 0.0041 Ω

となる。

2次巻数の設計値707Tが ほぼ中心になるように、560～840Tの間に70Tごとにタップを設ける。

線として、 2φのP V F線を使用

電流容量 6.5A

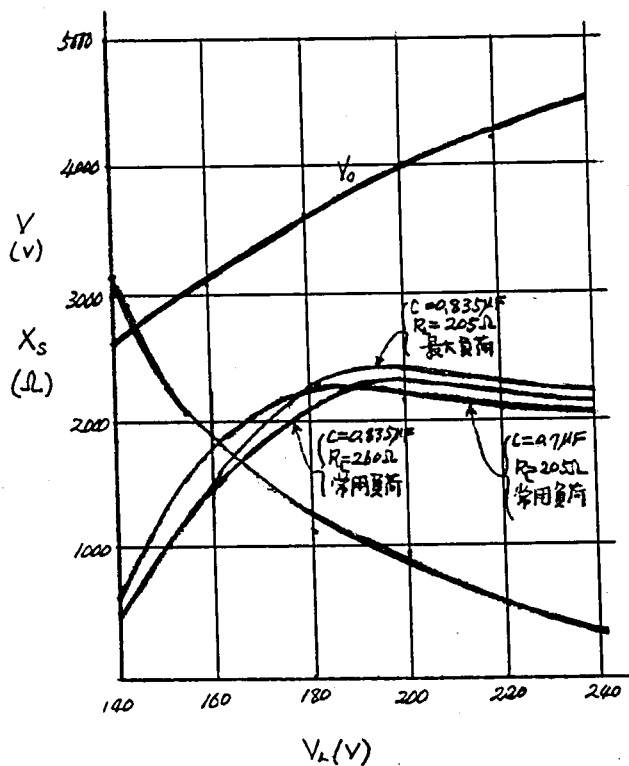
重 量 14.4 kg

巻線抵抗 2.39Ω

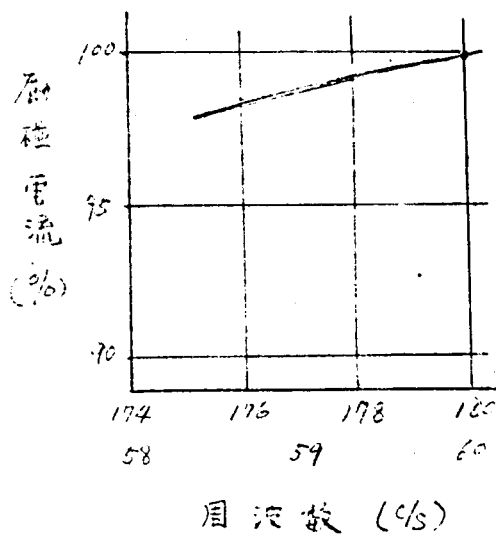
とした。

図 - 3 特 性

第2-49図は、 V_L 、 V 、 X_s 、 V_o の関係を曲線にかいたもので、第2-50図はマグネット励磁電流の周波数による変動を第2-46図を用いて計算したものである。

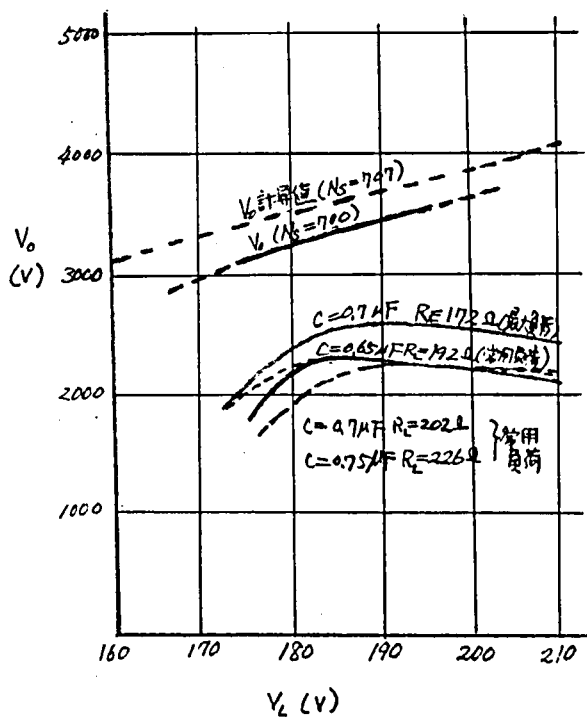


第2-49図 電源電圧に対する出力電圧および内部リアクタンス計算値

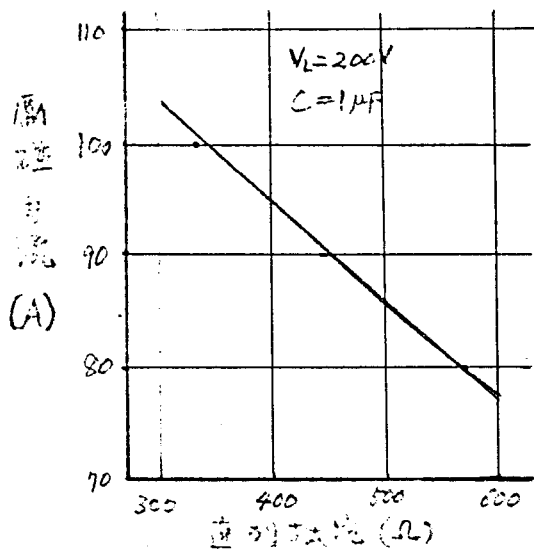


第2-50図 周波数と励磁電流の関係；励磁電流自動調整なしのとき

実測結果は 第2-51図および 第2-52図となった。



第2-51図 電源電圧に対する出力電圧実測値

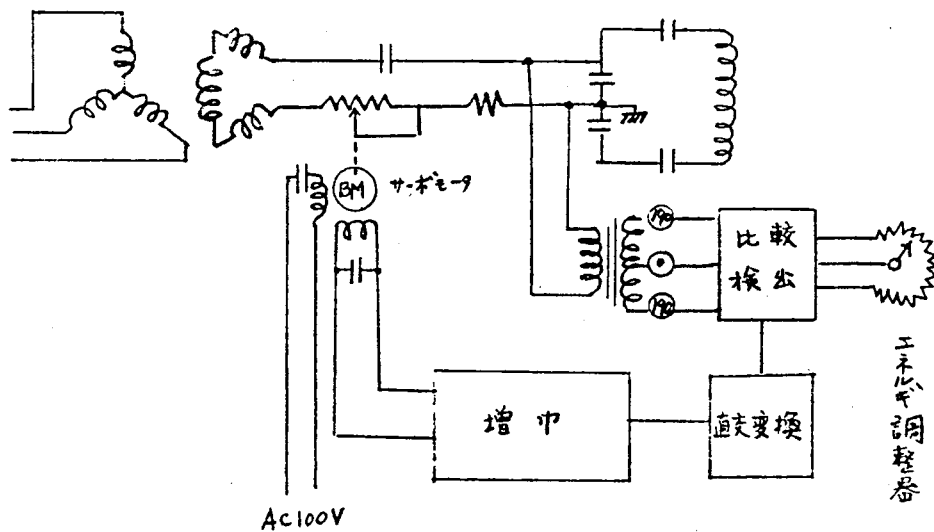


第2-52図 直列抵抗値と励磁電流の関係

③ 制御系の設計

③-1 エネルギー制御系部

ペータロン装置では 一般に X線は 磁束密度が 最大になったときに 発生するようにし エネルギーは 磁束密度 すなわち 励磁電流 ま



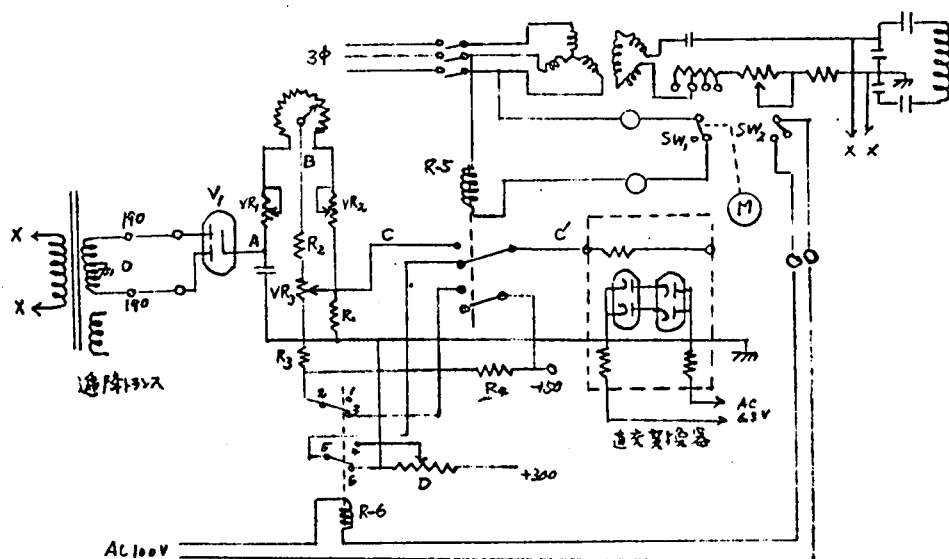
第2-53図 エネルギー制御系部

たは 電圧を制御して きめる方法を採用するので エネルギーを一定にするには 励磁電流を一定にしなければならない。エネルギーの調整方式を第2-53図に示す。

周波数3倍変圧器の出力側に接続されている通降変圧器の2次側の電圧が エネルギー制御用の調整器の位置できめられた標準電圧と比較し その差が0になるように可変抵抗を動かして制御する。

(1) 比較検出部

第2-54図は 比較検出部であって ベータトロン電子のエネルギーのMeVを決定する回路である。



第2-54図 比検出部回路

通降変圧器の190-0-190の捲線の出力電圧を V_1 で整流、平滑する。これを VR_1 エネルギー調整器 VR_2 、 R_1 の回路に流す。エネルギー調整器の摺動片の電圧を-150Vの標準電圧と比較する。通降変圧器の出力電圧が小さい時はA点の電圧も小さくC点の電圧は-となり、反対に励磁電流が大きくなって通降変圧器の出力電圧が高くなればA、B点の電圧は高くなってC点は+となる。

3相の電源を入れると SW_1 のスイッチが入り リレー R - 5 は動作する。

マグネットが励磁されると V_1 の陽極に 180 c/s の電圧が印加されて A に直流電圧が現れる。エネルギー調整器は 15 MeV 相当の位置まで廻されていると考えると励磁が開始された直後は電流調整用可変抵抗の抵抗値が大きいから励磁電流はまだ小さく、A 点の電圧もまだ小さいので C 点は当然 - となる。さらに \ominus 側を考えてみると \ominus 側は -150 V の一定値でしかも最初 SW_2 が開いている間は R - 6 が動作せず R_4 が短絡されているので C 点の電圧は大きく \ominus 側に振れている。

ここでサーボモータ M の回転方向を、C' 点が - の時抵抗値が減る方向になるよう接続しておく、上のような状態では C' が - であるから抵抗値が減少する方向へ回転を始める。抵抗器の摺動片が少し回転すると SW_2 が閉じて R - 6 が動作し、 R_4 の短絡が外れて正規の状態となり、あとは C' 点の電圧が 0 になるまで可変抵抗器の抵抗値が減少して行ってそこで一旦停止する。電源電圧の上昇などの原因で励磁電流が規定値より大きくなると C' 点は + になるからサーボモータは逆転し励磁電流が規定値になるように可変抵抗を動かせる。

電源電圧が低下するか、その他の原因で周波数 3 倍変圧器の出力が低下し、規定励磁電流を保つために抵抗値が小さくなって行って遂に可変部の抵抗値が 0 に達すると SW_1 が摺動片におかれて開き R - 5 が開放される。すると C' 点は D 点に接続されることになり、D 点は常に + であるからモータは逆転する。そして SW_2 が閉じるところまで摺動片がもどると R - 5 が動作して C' はふたたび C に接続される。この範囲では調整可能範囲を越えてしまっているわけであるが電源電圧が正常ならばこのような状態はほとんど起らないと考えられる。

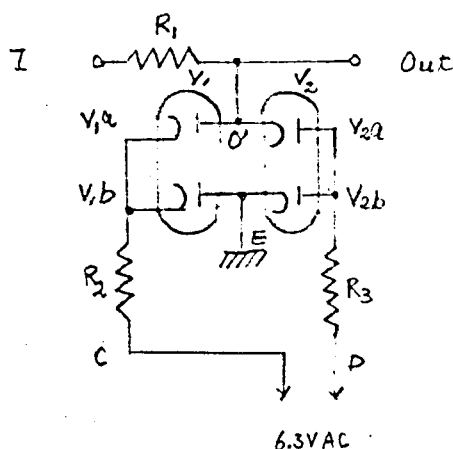
これと反対に低いエネルギーで使用している場合に電流を規定値に保つためには可変抵抗器の抵抗値を更に大きいものにしなければならないことが起るがこの場合摺動片が抵抗値最大のところまで戻ってくると SW_2

が開かれて R - 6 が解放されて R₄ が短絡され、C' は - になってモーターは抵抗値が増す方向に廻転を始める。

R - 5 を解放すると C' は D に接続され、D は + であるから抵抗器は抵抗値が大きくなる方向に回転していく。そして抵抗値が最大に達するとき摺動片がスイッチ SW₂ を開き R - 6 が解放される。R - 5, R - 6 共解放されると C' は接地されるのでモーターは停止する。

(2) 直流—交流変換回路

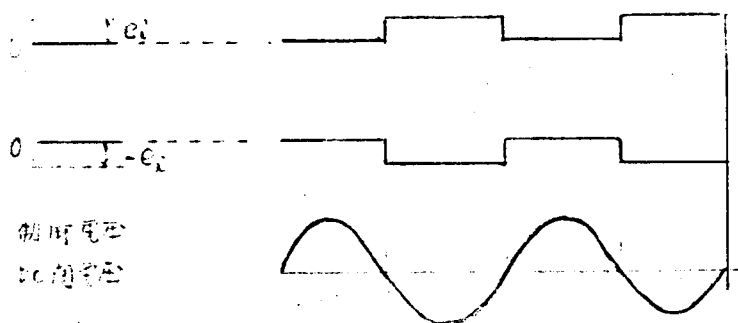
この回路で 第 2 - 55 図の C' に現われる直流電圧を矩形波に変換する。



第 2 - 55 図 直流—交流変換回路

C D には交流電圧を加えておくが、いま C が + D が - の場合 V₁ V₂ は導通しない。この状態では I に + の電圧が加えられたとすると電流は V_{1a} から交流電源を通り V_{2b} から E へ流れようとする。しかし V_{2b} から E へ電流が流れるためには少くとも B の電位は 0 より少し + にならなければならない。すると C 点は + になるから (最大 $6.3 \times 1.41V$) I の電位がこれより大きくななければ V_{1a} が導通しない、通常 I の入力電圧は C D にかける交流電圧より小さいから C が + D が - の時には I から E へ電流は流れない。

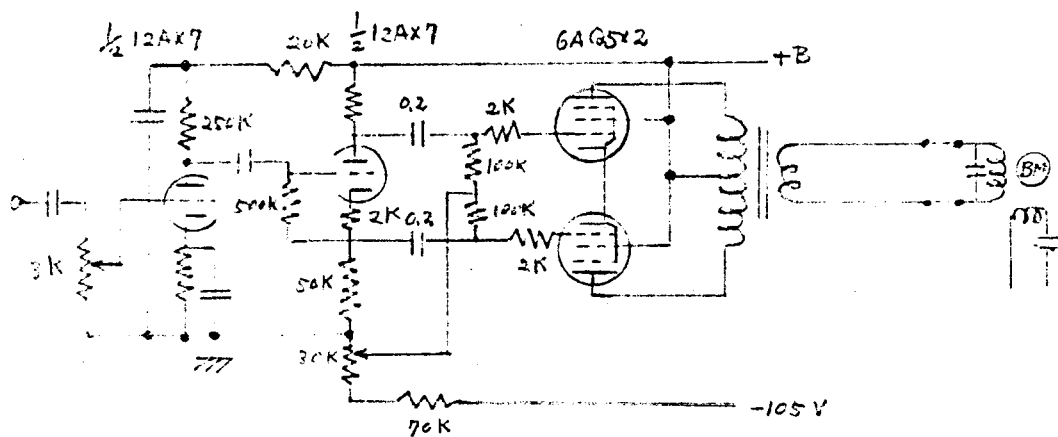
また I の電位が - の場合は V_{1b} が導通しようとするが V_{2a} のプレート、すなわち B 点の電位が入力電圧より - になって電流が流れ得ない。結局 C が + D が - の時は I の電圧がそのまま Out に現われる。次に C が - D が + の時 $V_{1b} \cdot V_{2b}$ が導通して A・B 両点とも電圧 0 になるから、O' は接地されたことになり Out には電圧は現われない。したがって Out の電圧は第 2-56 図に示すように入力電圧が + か - かに従い 180° 位相の異った矩形波となる。



第2-56図 Outの電圧波形

(3) 交流増巾部と可変抵抗器

第 2-57 図の回路で直流一交流変換部の出力を増巾し、この出力を



第2-57図 交流増巾回路

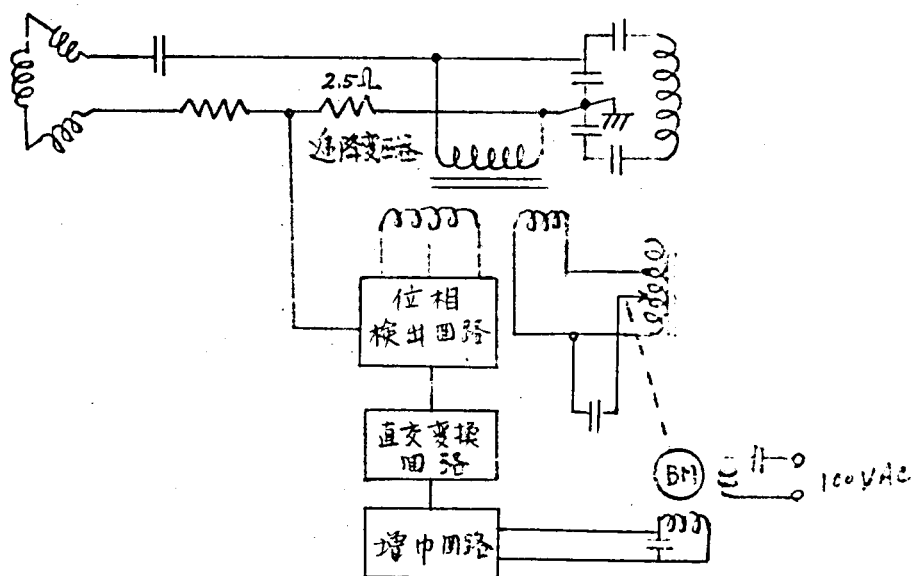
アウトプットトランスを介してサーボモータに与えて 可変抵抗器の摺動片を動かす。

励磁電流を調整するための抵抗器で電源部の一端にとりつける。

図 - 2 同調調整系部

ベータトロンマグネットにおいては マグネットのコイルの電圧と周波数 3 倍変圧器の出力電流の位相が一致した時 電源とマグネットの同調がとれていることになる。したがって 電圧と入力電流の位相差が つねに 0 になるようにする。

第 2 - 5 8 図に同調調整方式を示す。通降変圧器の出力電圧と入力回路に入れた 2.5Ω に現われる電圧の位相を比較して 周波数 3 倍変圧器の負荷が 進相か 遅相かを検出する。



第 2 - 5 8 図 同調調整系部

マグネットが進相である時は コンデンサ容量が大きすぎるのであるからコンデンサを減らせばよい。しかし、コンデンサ容量は 連続的に変えることは困難であるから コンデンサ静電容量を一定とし これにかゝる電圧を加減して進相電流の大きさを変えて 等価的にコンデンサ容量が

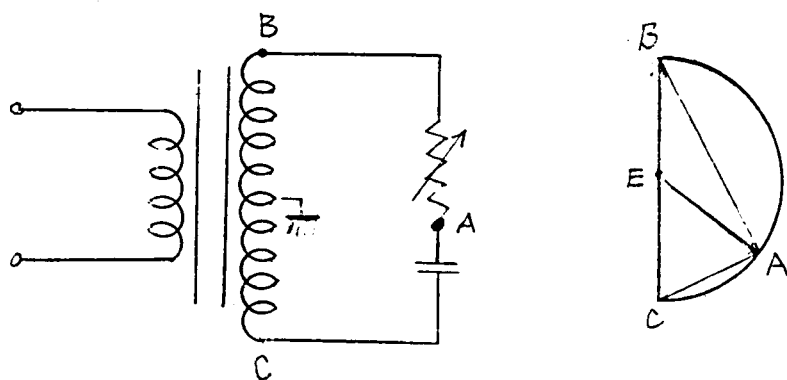
電流、電圧の位相差を直流電圧に変換し、これを交流に直して交流増巾し、サーボモータを働かせてコンデンサにかゝる電圧を調整する。

第2-59図において T_1 にあらわれる電圧と $2.5\ \Omega$ の抵抗にあらわれる電圧が印加される電圧 T_2 の位相が 90° ちがっているときに M に出てくる電圧が 0 になる回路である。



まず、 T_1 の入力を 3 K 、 5 K 、 $0.2\mu\text{F}$ の R 、 C 回路で入力位相を 90° 変える。この回路のベクトル図を 第 2-60 図に示す。A と E の間の電圧とその位相が問題になり、B A と C A の電圧は、つねに 90° 位相が異って、A は B C を直径とする円弧の上を回転する。

したがって E A の電圧は常に等しく、B A の間の抵抗値を変えることによって 0 から 180° まで変えることができる。



第 2-60 図 位相検出回路のベクトル図

いま 抵抗値を調整して位相差が 90° になるようにしておく。

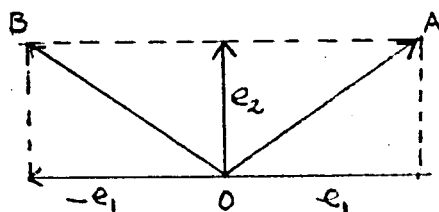
再び、第 2-59 図において T_1 のみ、または T_2 のみに電圧が加わった時は ad, dc の電圧は等しく、 df, de の電圧も等しく f の電圧は 0 である。

T_1 、 T_2 に同時に 同相の電圧を加えた場合、 ad 間は bd, ba の電圧の和となり、 dc 間は db, bc の電圧の差となる。

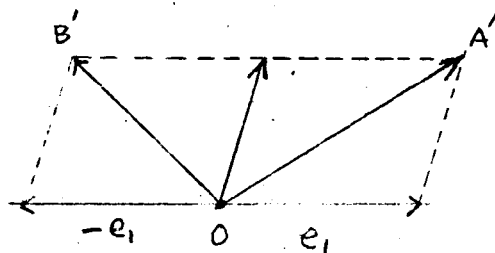
したがって ad の電圧の方が高く、整流した電圧も $fd > ed$ となって f には $+$ の電圧があらわれる。逆位相の場合は $-$ が現われる。 T_1 と T_2 にかゝる電圧が 90° 位相が異なる場合は、第 2-61 図のように 合成電圧 OA OB の位相は異なるが、その大きさは等しくなる。したがって f の電位は 0 である。

しかし T_2 にかゝる電圧 e_2 の位相と T_1 にかゝる電圧 e_1 の位相が 90° からはずれると 第 2-62 図のように 合成電圧に差が生じ ad, dc

の電圧に差ができる。したがって f に電圧が生ずる。その正負は e_2 の位相差が 90° 以上か 以下かによってきまる。この出力 直流-交流変換回路によって交流化して、増巾の上、サーボモータを動かし、電源電圧調整器を駆動する。



第2-61図 $OA=OB$ の場合



第2-62図 $OA' \neq OB'$ の場合

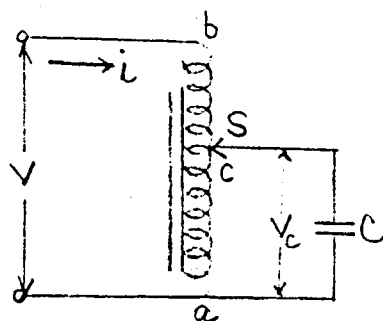
(2) 自動共振調整回路⁽⁴³⁾

本回路は 第2-63図に示す。この図において 2次側にコンデンサ C を接続すると 鉄損および 励磁電流を無視すれば 1次電流は

$$i = -j\omega C \cdot V_c^2 / V$$

すなわち コンデンサ C にかかる電圧 V_c の2乗に比例する容量性電流が流れる。したがって S を動かすことによって 入力電流が $0 \sim -j\omega CV$ まで変化し、あたかも V なる電圧を加えて、あるコンデンサの容量が $0 \sim C$ まで変わるのと等しい動作をする。この原理により

サーボモータでSを駆動し、周波数3倍変圧器の出力電圧と電流が同位相になるようにする。



第2-63図 可変コンデンサ

第5節 結 論

第2章においては ベータatron装置の電源方式，電源周波数の選定に当り，払うべき諸問題について考察を行なった。

ベータatron装置としては 中程度のエネルギー装置である10MeV～20MeVの装置においては 一般に好ましい電源周波数とされている150 $\%$ ～180 $\%$ の電源として使用できる周波数3倍変圧器の設計方針を確立しその性能の検討と制御系についての設計および検討を行なった。

この周波数3倍変圧器は わが国においては 初めてのものである。

したがって，筆者は 周波数3倍変圧器の基礎的な考察を行ない，小形模形の周波数3倍変圧器の試作を経て，ベータatron装置用の周波数3倍変圧器を完成した。ベータatron装置の安定な性能を得る上において 大いなる貢献をしている。

しかし，この周波数3倍変圧器には，電源電圧に対する出力電圧と周波数の変動をおさえる対策が必要である。

筆者は この制御に対しても，独自の設計を行ない 安定かつ操作の簡単な自動制御方式を確立した。

第3章 加速管と電子入射，X線発生に関する諸問題

第1節 緒 言

ベータトロンは 電磁誘導による電界と電子収束用磁界により，ドーナツ状の真空管の加速管の中で，回転加速して高エネルギーの電子を得る装置である。加速管の中へフィラメントから入射された電子のすべてが加速されずに入射電子の中電子入射時における極めて制限された条件の満された電子のみが 出力としてとり出される。

- (1) 加速管の構造 とくに電子銃の構造と構成相互間の関係
- (2) 電子銃からの電子ビームの最適の形状
- (3) 電子銃に印加すべきインジェクション電圧とその波形ならびに安定軌道に捕捉される 最適時刻の検討
- (4) 電子の収縮および振動から考慮された電子銃，ターゲットの位置
- (5) とくに磁極，ヨークに原因する磁場不整の分布による電子の振動の理論的考察

などは，いずれも，ベータトロンからの出力を増大する上に 重要である。

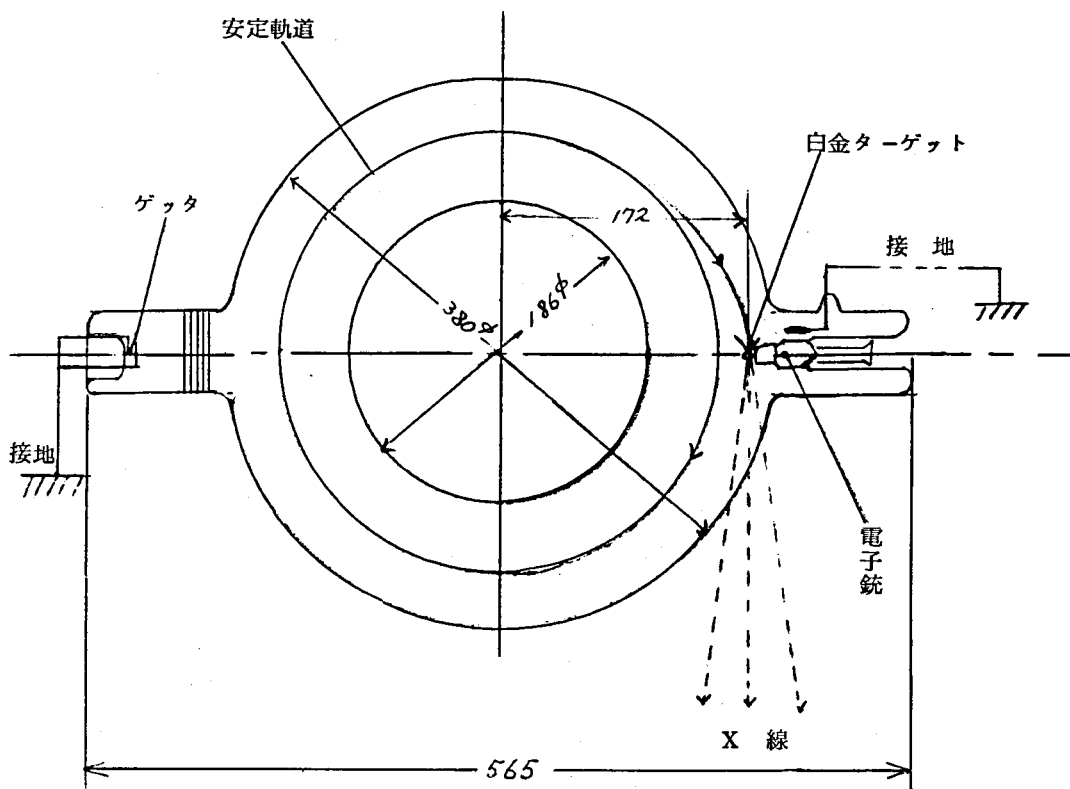
筆者は，上記の諸問題について 永年の詳しい研究と さらに 経験的知識を加え，系統的，学問的な解決を与えた。

なお，その電子を加速管に入射するに必要な最適諸条件を満足させ，しかも，安定な，簡単な操作のできる自動安定回路を含んだ制御系の設計をも行って，装置化に成功した。

第2節 加速管の電子銃の検討

□ 加速管の構造

加速管は 磁極の guiding field 部分を，できるだけ広く覆うようにつくられた 第3-1図に示すような形状のドーナツ形の真空管であり，この加速管の断面は 磁極形状と寸法の決定にしたがって きまるものである。この断面は，ベータトロン装置が高出力で高性能であるために必要な多くの要素のうち重要なものの一つである。



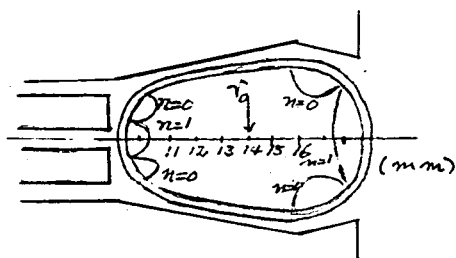
第3-1図 加速管(15MeV用)

第3-2図は 磁極の設計によってきまる電子の加速される拘束安定領域すなわち加速管の断面中における $1 > n > 0$ の関係を満足する領域を示す一例である。⁽⁴⁴⁾

次に加速管に必要な諸条件を考える。

Ⅲ-1 材料と構造

加速管を形成する部分の諸材料について 筆者の製作した加速管についてのべると次の通りである。



第3-2図

電子の安定領域(15MeV ベータトロン)

- (1) 加速管壁：ノーネックス硬質ガラス (厚さ約 3 mm)

- (2) 管壁の導電膜：ネサコート(酸化錫)を加速管の管壁に 100Ω～200Ωの抵抗値をもつように塗布、管壁の一部に接地用タングステンス

プリングをおき，これとネサコート皮膜と接触させスプリングリードで接地する。

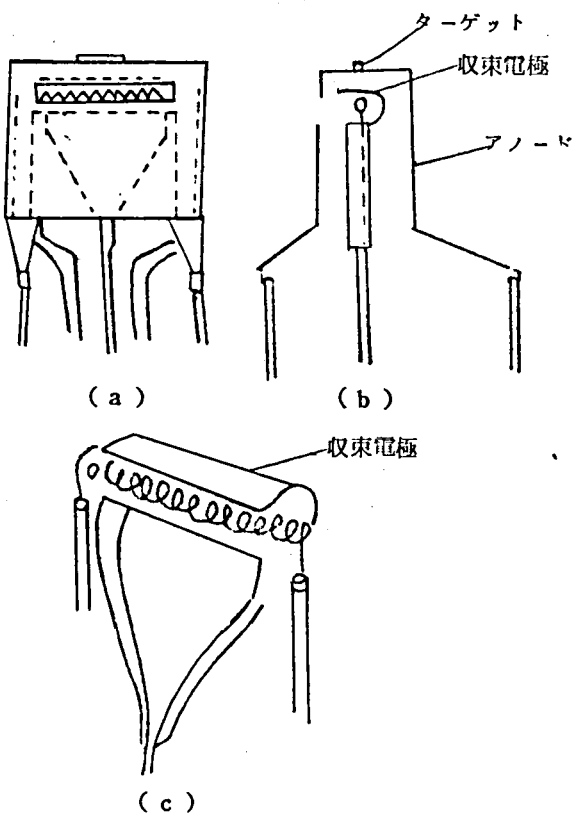
- (3) ゲッタ：接地用リードの出ている側管にBa ゲッタを1個または2個とりつけ，2個の場合は最初の排気終了時に，先づ1個動作させ，残りの1個は 後刻 内部にガスが発生して，真空度が低下したときに，もう一度 真空度を上げる予備ゲッタである。

- (4) 電子銃：構造は 第3-3

図に示すようなものでアノード，集束電極は0.25mmのMoを使用し，電子がアノードのスリットからなるべく平行に飛び出るように収束電極を設け，フィラメントは純タングステンで太さ0.28mmφ，7.3A流したとき1000時間以上の寿命のあるものを使用する。

フィラメント，収束電極を囲むアノードの先端に， $0.1 \times 1 \times 2 \text{ mm}^3$ の矩形の白金のターゲットが溶接され，アノードはリード線にて加速管外部

に導かれ接地されている。



第3-3図 電子銃の構造

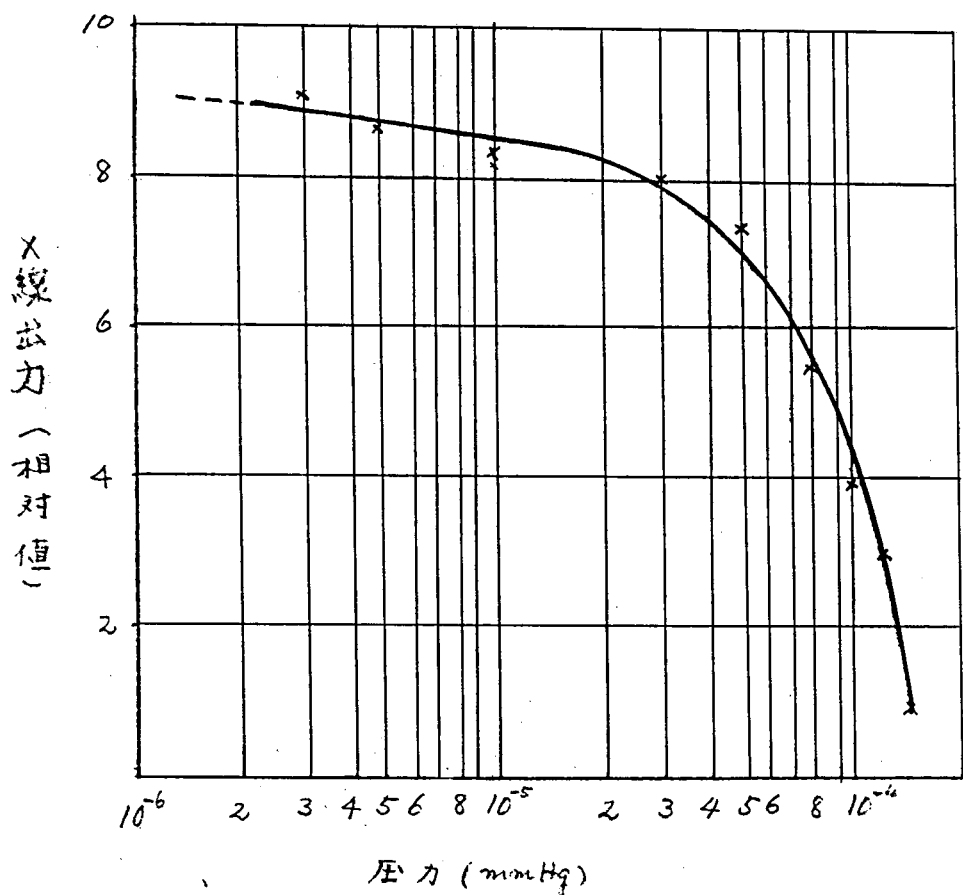
加速管内部に電子を入射するときのインジェクション電圧は フィラメント，集束電極とアノード間に加える電圧であって その制限は電子銃自体によって決まる。筆者の加速管においては 最高40kV~50kVである。それ以上の電圧においては ガラス面 あるいは，電子銃内部において閃絡放電し，使用できない。

II-2 加速管に必要な諸条件

(1) 加速管の真空度

加速管内で高速の電子が 最高エネルギーに到達するまでには、例えば筆者の 15MeV 装置では 電子は 加速管中において 365 km 走ることになる。加速管の真空度が低下して気体分子が 多量に存在すると 電子の加速の障害になり 最終加速到達電子の数が少く X 線出力が減少する。

第 3-4 図は 筆者が 実験的に求めた加速管内の真空度と X 線出力の相対比率の関係を示す。⁽⁴⁴⁾



第3-4図 加速管内圧力と発生 X 線量の関係

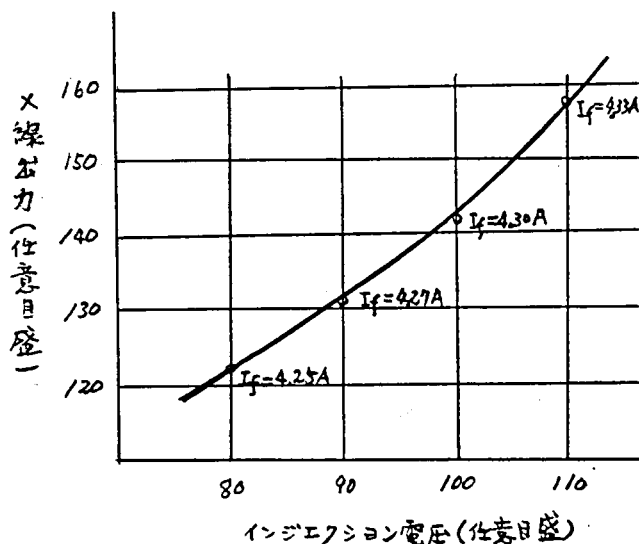
この関係から次のことがわかる。真空度 10^{-4} mmHg においては X 線出力は ほとんど なくなり、 1×10^{-5} mmHg 以上の真空度においては X 線出力の増加は僅かで、それ以後の真空度の上昇に対しても、余り変化はない。したがって加速管の真空度としては 1×10^{-5} mmHg 以上の排気が必要である。なお、排気後の真空度低下防止のためには、ベーキングを十分行い、内蔵ガスを除去した材料を使用しなければならない。

(2) インジェクション電圧の上昇

加速管内に電子を入射するには、フィラメントと収束電極に負の高圧パルスを印加する。そのパルスの波高値、パルスの巾（この関係については後でのべる）は 出力に対して 深い関係がある。

すなわち 大きなフィラメント電流を流し 高いインジェクション電圧を印加すれば 出力は大きくなる関係がある。第 3-5 図は これらの関係を示した。縦軸は 出力、横軸は インジェクション電圧を それぞれ任意目盛でかき、各インジェクション電圧において 出力が最大になるフィラメント電流との関係をかいた。

インジェクション電圧を高くすれば 出力はかなり急激に大きくなる。



第3-5図 インジェクション電圧、エミッション電圧、出力の関係

しかし、一方フィラメント電流をも大きくしなければならないことになる。その異常な増大はフィラメントの寿命を短くする結果を招くのであまり大きくすることは好ましくない。

(3) フィラメントの寿命の増大

加速管の寿命を決定する最も重要な要因はフィラメントの寿命である。(2)においてのべたフィラメント電流の過大によるフィラメントの断線は当然重要な問題であるがベータatron装置では比較的高い周波数にて励磁するためにマグネットの振動が加速管のフィラメントに伝わり機械的な断線を誘発するというとくに重要な問題がある。筆者はこの振動のない場合には1000時間以上の寿命があると推定できる条件の下でも励磁による振動発生下では数時間から50時間程度の使用でフィラメントが断線する経験を多く持っている。したがってフィラメントの機械的強度の増強とマグネット励磁による振動の伝導または共振がつかまらない構造に特別の注意を払うことは重要である。

(4) 電子銃の各構成の相対位置

電子安定軌道に多量の電子を入射するためにはフィラメントから出た電子が平行に放出されることが望ましいのでフィラメント、収束電極アノードの相対位置には極めて正確な設計が必要である。この問題については次項で詳しく検討を行うがフィラメントの加熱により発生する熱、マグネット励磁の振動による各構成部の相対位置の変動を防止できる構造に設計することはまた必要である。

② 電子銃の検討

電子銃から入射される電子の軌道、分布がどのようなであれば、出力が最大になるかは、最終的には、実際の装置を使っていろいろの電子の放射形状をつくる加速管を装置に取りつけて、得られるX線出力の値を検討しなければならないが、筆者はまず電子銃から放出される電子が平行軌道をえがくためには電子銃の各構成部の相対的な位置関係をどのよう

にすればよいかを電解槽を用いて検討を行った。

②-1 検討の方法

フィラメントから放出された電子の軌道についての解析的な研究は、C. D. Child⁽⁴⁵⁾を初めとして C. E. Fay, A. L. Samuel, W. Schockley⁽⁴⁶⁾ および B. Salzberg, A. V. Haef⁽⁴⁷⁾らが その軌道方程式の解についての研究を行い、Smith, Hartman⁽⁴⁸⁾は 電子の平行軌道をうるための解析的な研究を開始し、ひきつづき J. R. Pierce⁽⁴⁹⁾⁽⁵⁰⁾が 同心二極管を原理とした電子の平行ビームを得るための集束電極と電子銃のピアースガンの理論について研究を行った。その後も 本問題に対する解析的な研究は とどまることなく多くの人々の研究により進歩している。

いま 平行性のリボン状の電子ビームの電子の軌道は 第3-8図の如く、 x, y の座標をとり、 x, y 平面のみを考え x 軸附近の電子の軌道近くにおいては、磁界がない場合には、電子の軌道は 一般に 次式で表わすことができる。⁽⁵¹⁾

$$y'' + \frac{V'}{2V} y' + \frac{V''}{2V} y - \frac{I_i}{4\sqrt{2} \epsilon \eta^{\frac{1}{2}} V^{\frac{3}{2}}} = 0 \quad (3.1)$$

こゝで V は 電位

ϵ は 誘電率

$$\eta = \frac{e}{m}$$

I_i は 電流密度

$$V' = \frac{\partial V}{\partial x}$$

$$V'' = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$$

$$y' = \frac{dy}{dx}$$

$$y'' = \frac{d^2 y}{dx^2}$$

上式において 第4項は 電子相互の影響によるもので 電流密度 I_i

に関係する。

(3.1)式の解は、第4項=0とおいた一般解と (3.1)式の特解の和であるが、こゝでは電子ビームの形を検討するのが目的であるので、電流密度 I_i の影響を考えずに一般解を比較検討すればよい。

また、別法として電界分布を図式的に求め 検討する方法があるがその近似に 大きな仮定が必要であるので、その精度に疑問がある上に、大きな労力が必要である。

筆者は ⁽⁵²⁾⁽⁵³⁾Gabarの電子軌道描画装置の原理を用いた装置を製作し 直接電子軌道を電解槽により求め検討を行った。

(1) 電子軌道測定装置

電子軌道の瞬時曲率半径 R_a は 電位 V , 軌道に直角方向の電界を E_n とすれば

$$R_a = \frac{2V}{E_n} \quad (3.2)$$

で表わされる。

第3-6図は Gabarの原理を示す図であって、2本の探針 および3輪車をパンタグラフで連結し、2本の探針と2個の前車輪が つねに平行になるようにした装置で 2本の探針間の電位差を V_n とし、探針間距離を d とすれば

$$E_n = \frac{V_n}{d} \quad (3.3)$$

となるので、(3.3)式を(3.2)式に代入すると

$$R_a = \frac{2V}{V_n} d \quad (3.4)$$

一方 車輪の両軸側では

$$R'_a = p \cot \vartheta \quad (3.5)$$

となり、こゝで p は前車輪と後車輪間距離

ϑ は前車輪軸と後車輪の直角 軸となす角

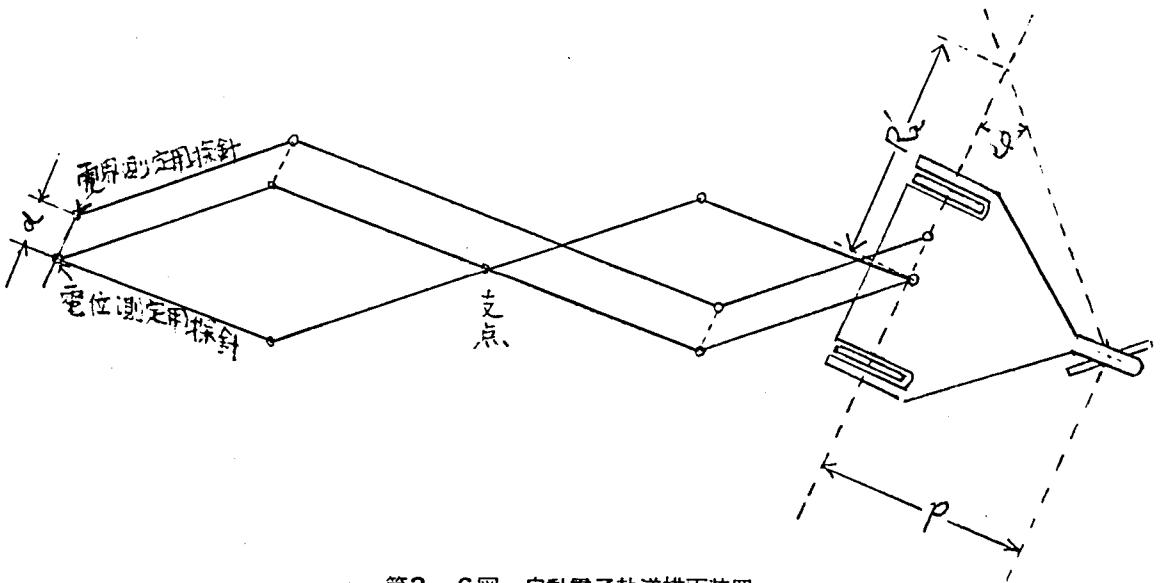
R'_a は前車輪軸と後車輪の直角軸の交点と前車輪の midpoint
との距離 とする。

この R'_a が (3.4) 式の R_a に等しければ (3.4) 式と (3.5) 式より

$$p \cot \vartheta = 2d \cdot \frac{V}{V_n}$$

$$\therefore \vartheta = \tan^{-1} \frac{p}{2d} \cdot \frac{V_n}{V} \quad (3.6)$$

をうる。



第3-6図 自動電子軌道描画装置

こゝで $\frac{p}{2d}$ は装置に個有の常数であるから $\frac{V_n}{V}$ を知れば ϑ および R_a が求められる。

筆者の装置では

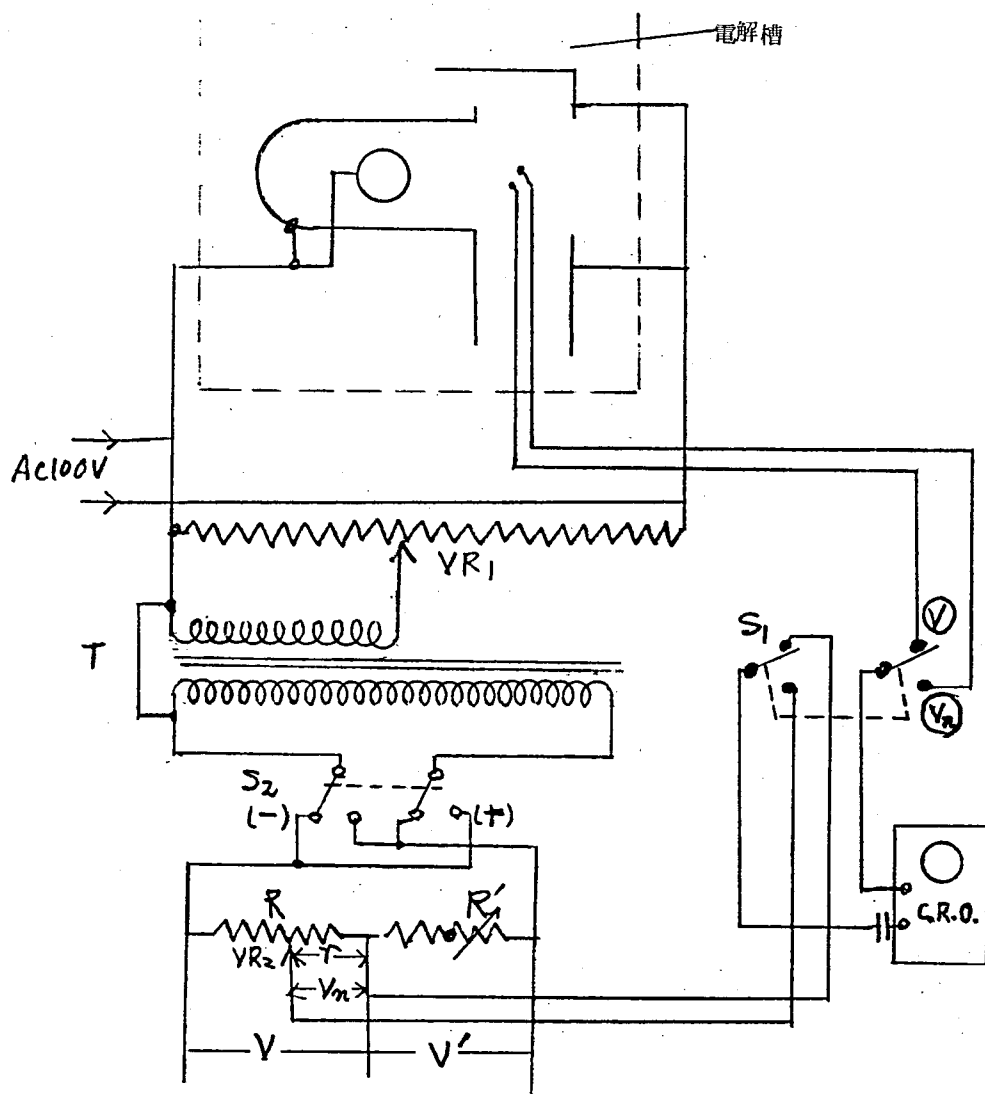
$$d = 4.5 \text{ mm} \quad p = 90 \text{ mm}$$

$$p/2d = 10$$

$$\vartheta = \tan^{-1} \frac{1}{10} \cdot \frac{V_n}{V} \quad (3.7)$$

とした。

2本の探針は 1mmφのピアノ線を用い、測定回路は 第3-7図
の如くである。



第3-7図 測定回路

測定は 次のようにして行う。

- ① S_1 を(V)側に倒す。
- ② VR_1 を摺動して C. R. O.でフレの最小位置を求める。

- ③ 次に S_1 を (V_n) 側に倒す。
- ④ VR_2 を摺動して C. R. O. でフレの最小位置を求める。
- ⑤ ①～④を繰返し, VR_1 , VR_2 を動かさなくても C. R. O. が フレな
い状態にする。
- ⑥ このとき r/R が V_n/V となる。

なお 測定にさきだって 第3-7図の R' を調整して $V = V'$ となる
ようにしておく。

電子軌道は電位0の点における放射方向に大いに関係があるので この
位置の決定は 正確に行う必要がある。筆者は 次の方法で 電子軌
道の電位0の位置をきめた。

すなわち 軌道の0電位の点における電子は 電力線の方角に進む。

實際上, フィラメント面から測定を行うことができないので, できる
だけフィラメントに近い位置においての電子の運動方向を電力線の方角
と考えた。

筆者は測定にあたって, ⑤測定用探針を中心として車輪を回転して,
2本の探針間の電圧 V_n が0になるように, すなわち 2本の探針を結
ぶ直線が 電力線に直角になるように, 車輛の角度を決定し, これを
始点における軌道の方角とした。

図-2 電子軌道の測定

(1) 電子銃の製作誤差と電子軌道

筆者の製作した 6MeV 装置, 10MeV 装置, 15MeV 装置の加速管
の電子銃について 実際製作された電極構造を X線写真により実物大に
撮影したものと設計図面寸法を比較すると両者の寸法上の差は可成大き
いので 現実には 相当大きい製作誤差は避けられないものと考えられる。

筆者は まず 実際の電子銃の寸法に対して 約40倍になるものを
製作して 電子銃の構成各部の相対位置により どのように変わるかを
測定した。

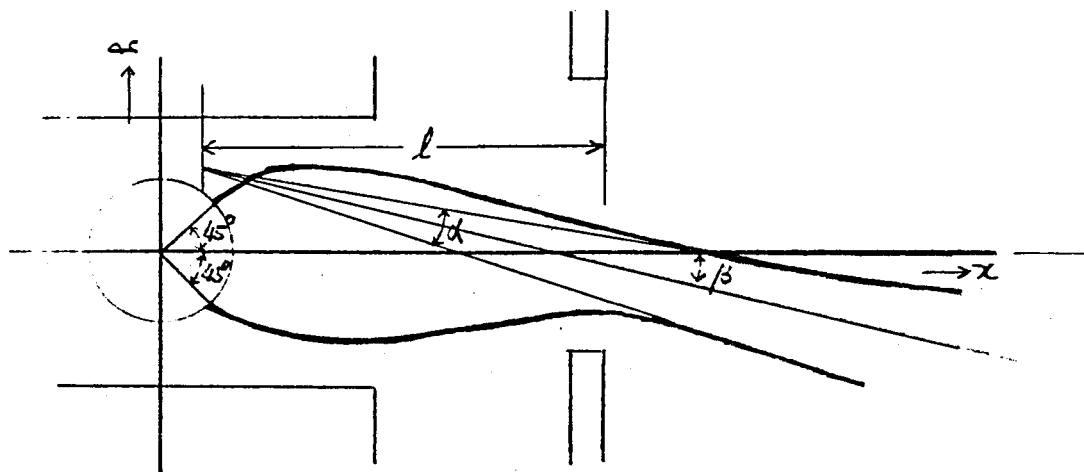
第3-8図に示すように, 電子軌道として フィラメントの中心から

電極構造の中心線に対して 電界が-から+に転移する角度が 45° であるとして 45° をなすフィラメント面を始点とする2本のものを考える。

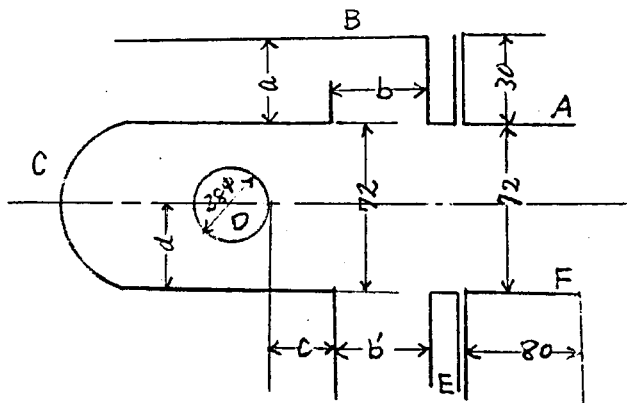
また 2本の軌道の拡がり α 電極構造の中心線と2本の軌道の中心線すなわち x 軸となす角(ビームの偏り) β および 2本の軌道の交点 あるいは 実際に交叉しない場合には 軌跡の延長線の交点とアノード前面間の距離 l (焦点または仮想焦点の位置)を求めた。

第3-9図は 測定に使った電極の寸法を示し 実験のために 実際の装置には 存在しないA, Fの電極を附加した。

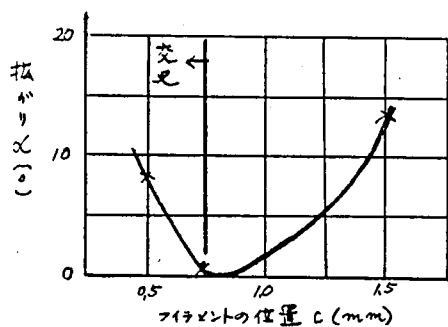
また, 第3-10図に その測定結果を示す。



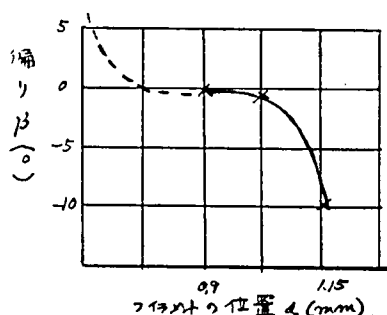
第3-8 電子銃の電極の構造



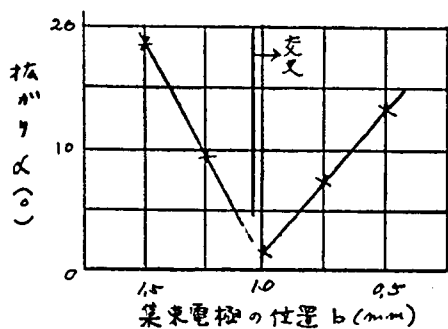
第3-9図 電子銃の電極の寸法



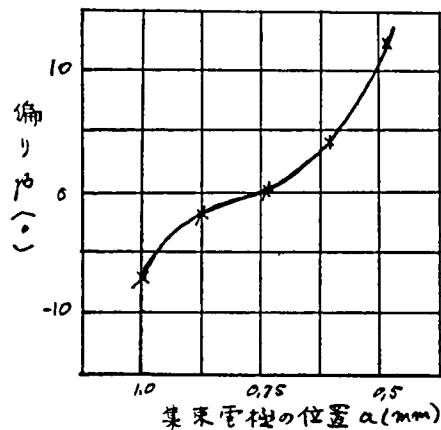
(a) フィラメントの位置とビームの拡がり
 $a=0.75$ $b=1.0$ $d=0.9$



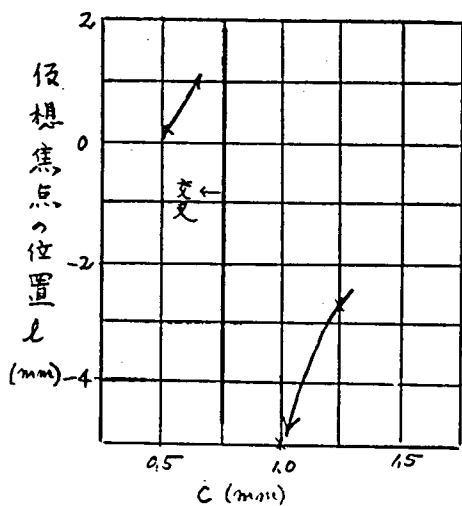
(b) フィラメントの位置とビームの偏り
 $b=1.0$ $a=0.75$ $c=1.0$



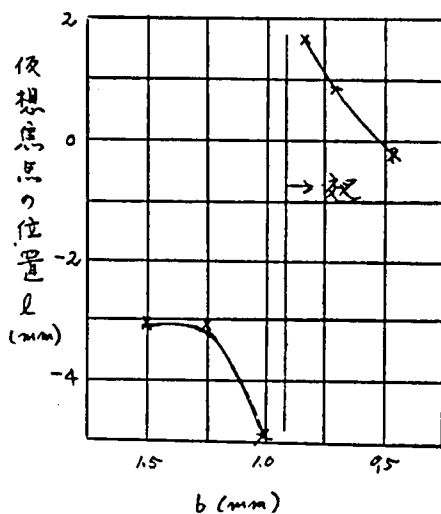
(c) 集束電極の位置とビームの拡がり
 $a=0.75$ $d=0.9$



(d) 集束電極の位置とビームの偏り
 $b=1.0$ $c=1.0$



(e) フィラメント位置と仮想焦点の位置



(f) 集束電極の位置と仮想焦点の位置

第3-10図 測定結果

これらの関係から 次のことがわかった。

- ① フィラメントの位置が x 軸の前後に 0.25mm 変化するとビームの拡がりが 約 10° 変わる。
- ② フィラメントの位置の y 軸上の移動に対しては 0.1mm 程度では目立たないが 0.25mm 変われば 約 10° ビームが 偏る。
- ③ 集束電極 C が x 軸の前後方向の誤差に対しては 0.25mm 程度では拡がりが 約 10° の割合で直線的に変わる。
- ④ 集束電極 C が y 軸方向の誤差に対しては 0.1mm 程度では 目立たないが 0.25mm になれば 約 10° ビームの偏りを生ずる。
- ⑤ 集束電極 C およびフィラメントを同時に y 軸方向に移動すれば ビームが 偏るのみでなく、拡がりも変わるがそれには 明確な傾向を見出し得ない。

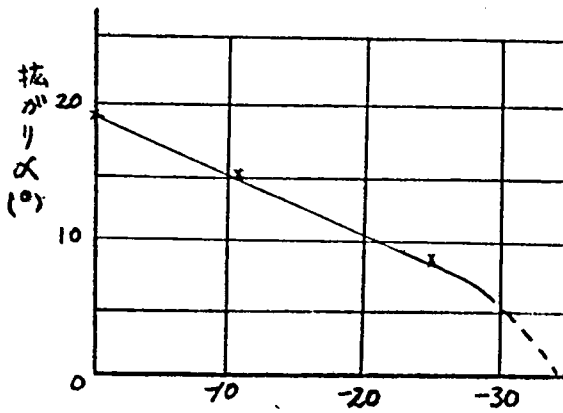
電子銃の電極間距離が 図面寸法に対して 0.2mm 程度の誤差が存在するものとすれば 電子銃からの電子放射の状態も 相当のバラツキがあるものと想像され、加速管毎に入射電子のバラツキのあることが考えられる。

(2) 電極電圧による電子軌道の補正

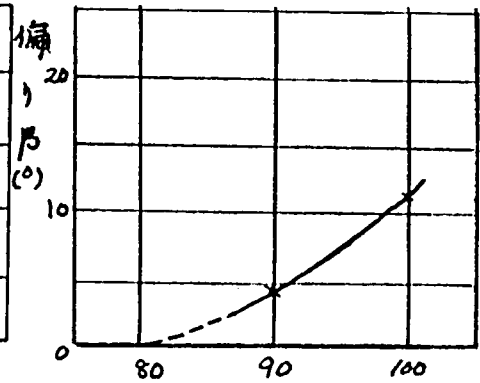
(1)において、製作誤差範囲の電極間隔のバラツキによって ビームの状態が相当変わることがわかった。この結果からはどの状態が最良であるかは 一がいに決められないので、こゝでは、集束電極 C に負電位を与えること、および 電極 A, B の電位を変えることによって 電子軌道の修正が 可能であるかどうかを検討した。

すなわち 集束電極 C に、フィラメントに対して電圧を附加してビームの拡がりを修正する方法と 電極 A, B と E, F の間に電圧を加えてビームの偏りを修正する方法との 2 種類について行った。その結果を第 3-11 図に示す。

第 3-11 図(a)は 集束電極 C の位置 $C = 0.5\text{mm}$ において 集束電極の電位がフィラメントに等しいときに約 19° の拡がりを有するように



集束電極 - フィラメント間電圧 (%)



AB電極とEF電極間の電位 (%)
(集束電極 - フィラメント間電圧に対する %)

(a) 集束電極電位とビームの拡がり
 $a=0.75$ $b=1.5$ $c=0.5$ $d=0.9$

(b) AB電極の電位とビームの偏り
 $a=0.5$ $b=1.0$ $c=1.0$ $d=0.9$

第3-11図 電子軌道補正のための電極間に電圧を加えたときの α , β の変化

し、集束電極Cの電位をフィラメントに対して次第に負の電位を大きくして、電子のビームの拡がりを測定したものである。-25%の電位の変化に対して等電位の場合に比して拡がりが約 $\frac{1}{2}$ に減じている。拡がりを0、すなわち平行ビームを得るためには-35~40%の電位差をフィラメントと集束電極C間に加えなければならないことになる。すなわち、インジェクション電圧(アノード、フィラメント間電圧)を20kVと仮定すればフィラメント、集束電極C間に加えるべき電圧は7~8kVである。

第3-11図(b)は 電子のビームの偏り β が約 12° になるような電極配置において 電極AおよびBの電位を EおよびFに対して負にした場合である。90%の電圧にした場合には、補正の効果がみられ偏り β が80%となり、この方法でほぼ完全な補正が行えることが考えられる。

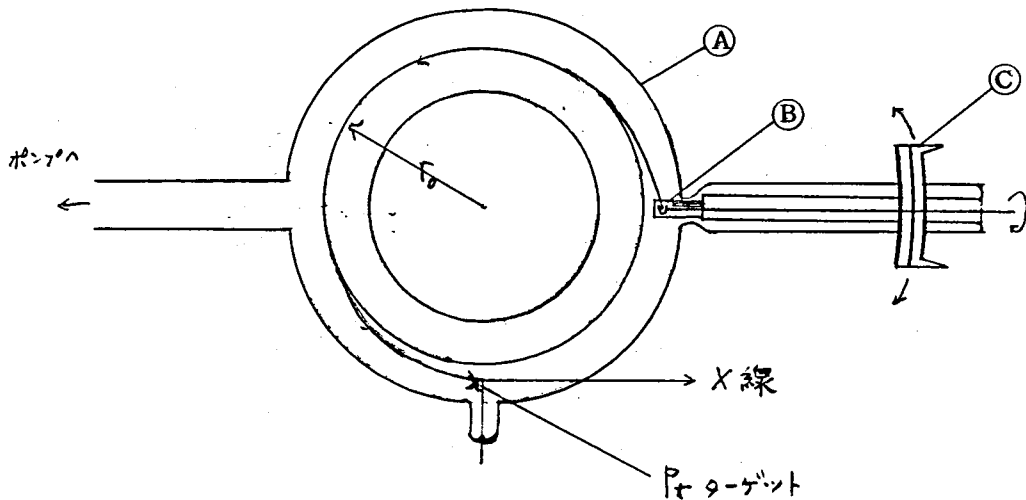
これらの結果は 静電的な条件の下での考察であるので 電子流の増減のある実際とは 幾分かの差異がある。外部の制御回路の技術的な問題が 解決されるならば 電極間隔の製作誤差によるビームの偏り、お

よび ビームの拡がり、ある範囲のものであれば 近似的に 電極間電圧をかえる方法によって補正が可能である。

③ 電子銃の取付け角度

電子銃から入射される電子軌道について 電子銃の構造上の問題から検討を行ったが、この項においては、電子銃の取付け角度が、X線出力に及ぼす影響について実験的に検討を行う。⁵⁴⁾

まず、第3-12図のような実験用加速管において ③は 球面すり合せにした部分で、電子銃の取付け角度を自由に変えられる構造にしてある。実験においては $1.5 \times 10^{-5} \sim 9 \times 10^{-6}$ mmHg の高い真空度にし、真空度がX線出力に影響を及ぼさない程度にした。



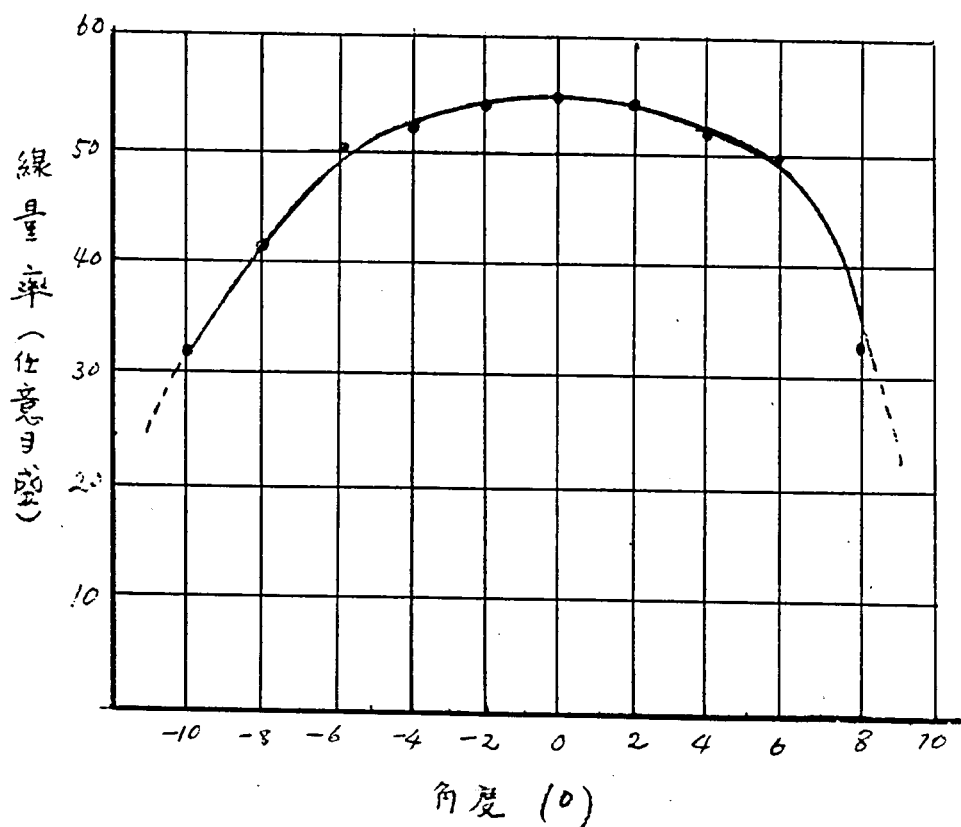
第3-12図 実験用加速管

第3-13図は、電子銃を回転した場合で $\pm 5^\circ$ 程度の変動では、X線出力の変化はほとんどなく、すなわち、それ位の取付け角度の誤差は実際上許されることになる。

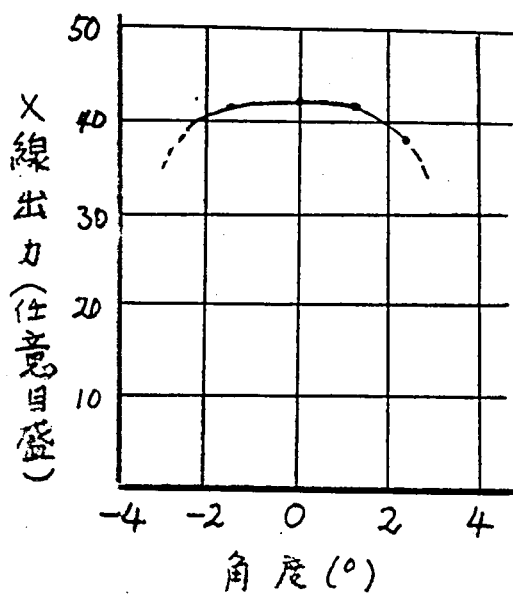
第3-14図は、電子銃を上、下に傾けた場合であって、仰角 $\pm 1.5^\circ$ の変動で、X線出力は 減少し始める結果を得た。

これらの結果は、筆者の初めの予想よりも 大きな 取付け誤差が許さ

れることを示した。



第3-13図 電子銃の回転角度に対する出力の変化



第3-14図 電子銃の上, 下仰角に対する出力の変化

第3節 加速管への電子入射時の問題

ベータトロンから大きな出力を得るには 加速管内の安定軌道上で 少しでも多くの電子を加速する必要がある。

Kerst は その安定軌道に保持しうる電子流の限界 $(I_{acc})_{lim}$ を計算して 次式を与えている。⁽⁵⁵⁾

$$(I_{acc})_{lim} = 10 \pi \cdot f \cdot e \cdot \Delta^2 \cdot r_0 \cdot H_0 (1-n) / mc^2 \quad (3.8)$$

こゝで Δ は 電子銃と安定軌道間の距離

f は 磁界の周波数

H_0 は 安定軌道上の磁界の強さ

m は 電子の質量

ベータトロン装置の電子エネルギー E_{MeV} を大きくするには, r_0, H_0 を大きく, 一般に r_0 を大きくする必要がある。

いま, $\Delta = K_1 \cdot r_0^{1.5 \sim 2}$ $r_0 = K_2 \cdot E_{MeV}$ とすれば (3.8) 式は

$$\begin{aligned} (I_{acc})_{lim} &= 10 \pi \cdot f \cdot e \cdot K_1 \cdot r_0^{4 \sim 5} H_0 (1-n) / mc^2 \\ &= 10 \pi \cdot f \cdot e \cdot K_3 \cdot E_{MeV}^{4 \sim 5} H_0 (1-n) / mc^2 \quad (3.9) \end{aligned}$$

こゝで K_1, K_2, K_3 は比例常数とす。

出力が E_{MeV} の 4 ~ 5 乗に比例することは いまゝで度々のべた通りである。(3.9) 式から, 安定軌道に保持しうる電子流の限界 $(I_{acc})_{lim}$ は $(E_{MeV})^{4 \sim 5}$ に比例するので $(I_{acc})_{lim}$ と X 線出力とは一次的な関係のあることがわかる。

しかし, 加速管に入射された電子は

- (1) 磁場の強さと入射電子エネルギーとの不整合 (unmatching) により空間浮遊電子となり, 加速されずに消滅する。
- (2) 電子入射時の 磁場の不整, 加速管壁コーティングの抵抗値の経年変化による電流変化のための磁場の変形, n の調整初期値からのずれにより加速途中において 電子銃, 加速管壁に衝突し消滅する。
- (3) 高速に加速された後の いわゆる輻射損 (radiation loss) による電子軌道の移動のために 電子銃, 加速管壁に衝突し消滅する。⁽⁵⁶⁾

などの いろいろの原因によって 電子は 加速途中で失われる。このように、最高のエネルギーまでに 加速される電子の数は、加速管内に入射された電子の総量の数%で、(3.8)式で与えられる 電子流の最高の限界よりも 当然小さいもので 2MeV装置では0.01~0.3 μ A, 15MeV装置では1 μ A程度と考えられる。

II 電子の安定軌道捕捉時刻について

電子を加速管内に入射する時刻は 磁束密度が 0を過ぎてから、数 μ s から数10 μ s 経過して 数10 kV のエネルギーをもった入射電子が回転可能になった時刻である。

Greggは 入射パルス電圧 V_i と磁界の強さ H_0 および整合 (matching) 時間 t との間に、次式を与えている。⁽⁵⁷⁾

$$t = \frac{1}{\omega H_0 r_0} \left(\frac{2m}{e} \right)^{\frac{1}{2}} V_i^{\frac{1}{2}} \quad (3.10)$$

ここで ω は 励磁の角速度

m/e は 電子の質量と電荷の比

である。

(3.10)式より入射電子の有効捕捉時刻 t は、入射パルス電圧 V_i ベータトロンからの出力エネルギーに比例する $H_0 r_0$ 、電源周波数 f の値によりきまり、その間に適当な値のあることがわかる。

筆者は、電子が加速管内に入射されたとき、入射パルス電圧のどの部分が有効に加速されるか、すなわち電子の有効捕捉時刻を実験的に検討した。⁽⁵⁸⁾⁽⁵⁹⁾

II-1 実験方法

第3-15図の回路において ピーカトランスの一次側は ベータトロンの主コイルに接続され、2次側は バイアスコイルの電流により制御できる遅延回路部分に接続され、

(1) 電子を加速管に入射するための入射パルス電圧を時間調節が可能な状態で発生

(2) 入射パルス電圧に対して 20 μ s 前後 発生時刻の調整可能な騒

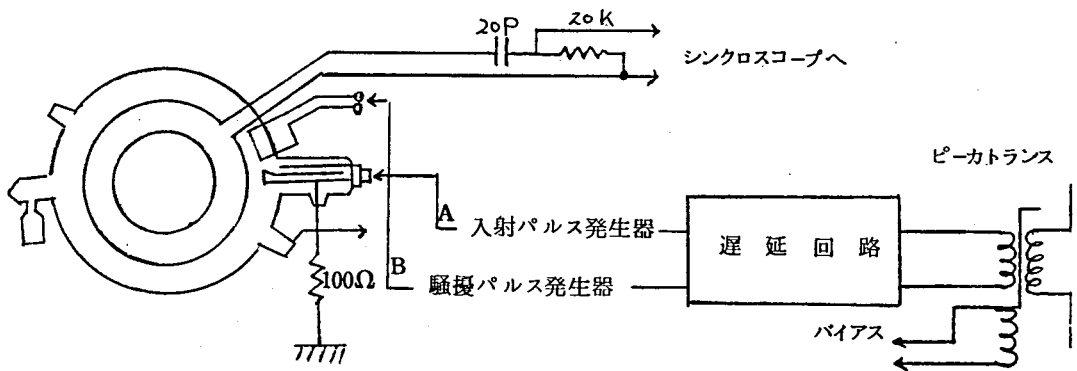
擾パルスを発生

できるようにする。

また、電子が 安定軌道に捕捉され 軌道上において 加速されはじめた時期を知るために 加速管上の安定軌道附近にコイルを巻き、それをシンクロスコープにより 発生する電圧パルスが 観察でき、さらに、加速管の電子銃につないである 100Ω の両端に あらわれる電圧によって 入射パルス電圧波形が シンクロスコープにて 観察できるようにする。

この回路を用いて

- (1) 入射パルス電圧の発生時期を移動し、安定軌道に電子が捕捉される捕捉パルスの位置と X 線測定用モニタとの振れの関係を求める。
- (2) 入射パルス電圧の発生時期を固定し、騒擾パルスの発生時期を変化し、X 線測定用モニタの振れの変化から電子の安定軌道に捕捉される時刻を求める。



第3-15図 実験回路

Ⅲ-2 実験結果

- (1) 入射パルスの発生時刻をかえた実験

電子銃附近の磁束密度 H_s とその磁界によって半径 r_s で回転する電子のエネルギー E_{MeV} は 次式で与えられる。⁽⁶⁰⁾

$$E_{MeV} = \sqrt{\{0.26 + (3Hsrs)^2 + 10^{-8}\}} - 0.51 \quad (3.11)$$

捕捉される電子は 入射パルス電圧の各瞬間の電子のエネルギーと
(3.11)式から求められる電子のエネルギーとが ほぼ等しいものでな
ければならない。

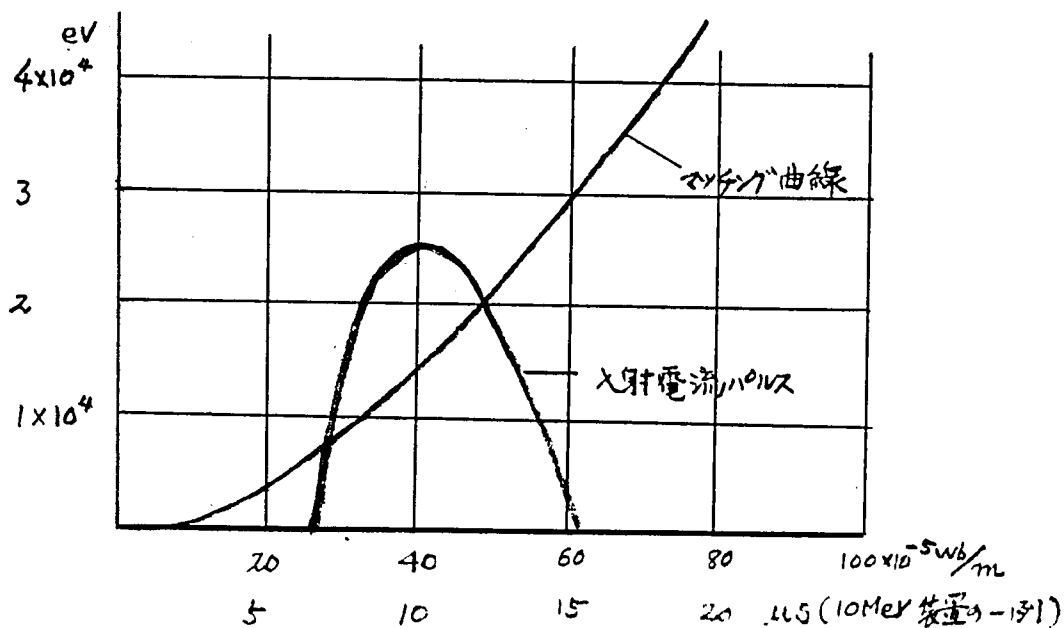
すなわち、第3-16図において 入射パルス電圧と(3.11)式か
ら求められる電子エネルギーの整合(Matching)曲線との交点として
捕捉される電子が求められる。

第3-17図のオシログラフは その一例で、電子が安定軌道に捕捉
された結果 加速管上のコイルに誘起パルスの位置との関係を実験的に
求めたもので

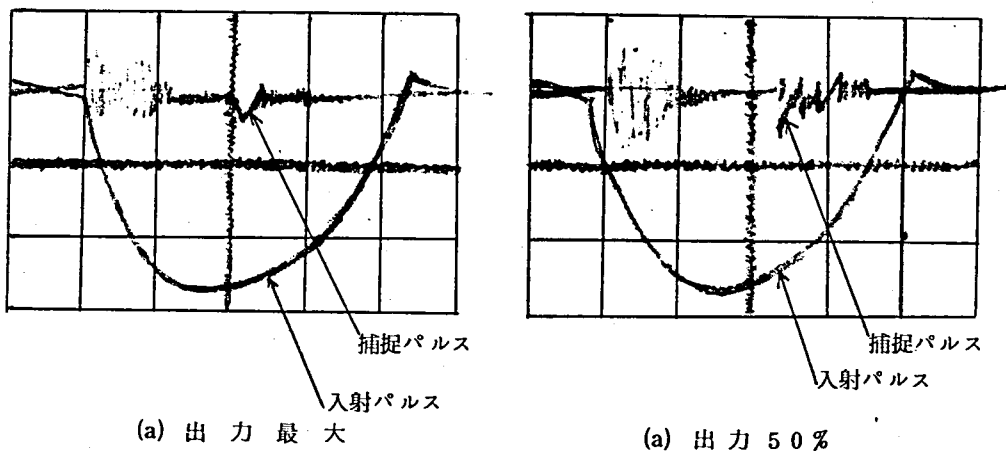
(a)は X線出力を最高の状態

(b)は X線出力を最高の $\frac{1}{2}$ の状態

に、それぞれ 条件を調整した。

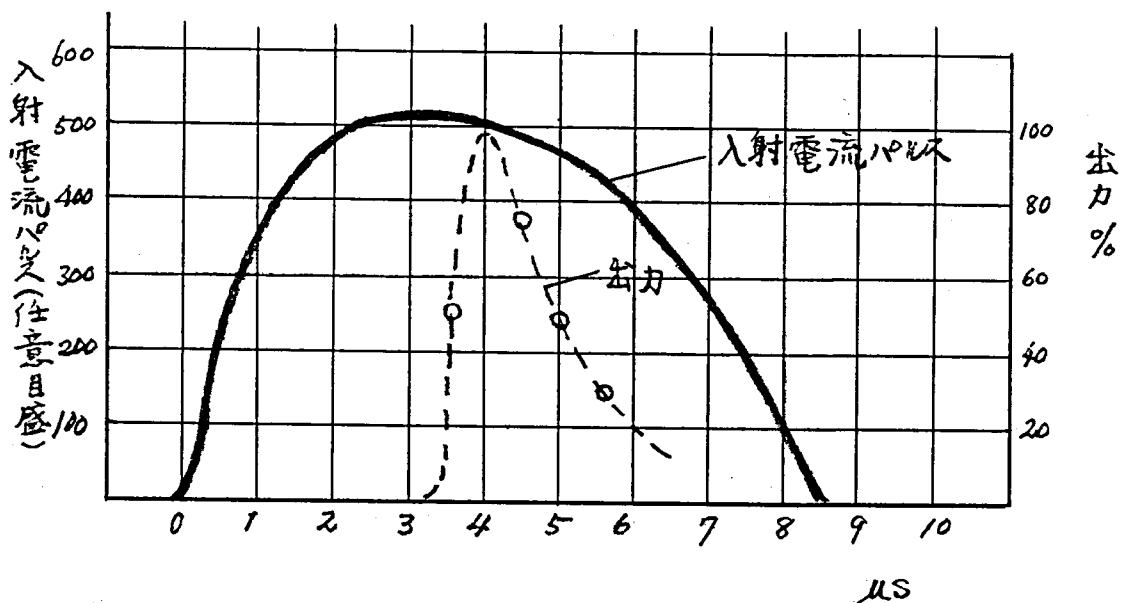


第3-16図 Matching曲線と入射パルスとの関係



第3-17図 インジェクションパルスと電子捕捉パルスとの関係

第3-18図は入射パルス電圧の位置をかえたときの発生X線出力の変化をとったもので 横軸に、入射パルスの原点から 安定軌道に捕捉されるまでの時間を取り、縦軸には、X線出力をとり、その捕捉時刻が入射パルス電圧のどの部分にあたるかを明らかにするために 入射パルス電圧波圧をかいた。



第3-18図 電子捕捉の位置とX線出力の関係

この曲線から X線出力は 入射パルス電圧の波頭の部分より、波尾の部分に深い関係があることがわかり、安定軌道に有効に捕捉される部分は 入射パルス電圧の最高値から わずか 下降し始める所であることが考えられる。すなわち 入射パルス電圧を V_i とすれば

$$\frac{dV_i}{dt} \gtrsim 0 \text{ の附近の所が 有効であることが わかる。}$$

また、電子が 捕捉されるときに コイルに誘起される電圧は波高値で $0.5 \sim 1V$ そのパルスの巾は第 3 - 17 図から $0.5 \sim 1 \mu s$ である。

$0.5V$ $0.5 \mu s$ は 筆者の実験では 8 maxwell

$1V$ $1 \mu s$ は 32 maxwell の磁束に相当する。

安定軌道は 電子の加速の初期において、 δH の磁場の変化があればその電子軌道の移動 x は

$$x = (r_i - r_o) (-\delta H / H) \quad (3.12)$$

で与えられる。

こゝで、 r_i は電子の測定軌道半径とす。

筆者の 15 MeV 装置においては、磁束密度 30 gauss のとき、電子が安定軌道に 捕捉されたときの磁束の変化が 30 maxwell とすれば その軌道の収縮は 約 $0.5 \sim 1 \text{ cm}$ で、安定軌道上の外側における $\frac{\phi r}{r}$ の傾斜が大きくなり電子が安定軌道におち込む確率が大きくなる。

(2) 騒擾パルスによる実験

入射パルス電圧の発生時刻を一定にし、騒擾パルス電圧の発生時刻をかえて、X線出力の変化から 入射パルス電圧の有効捕捉時刻を検討した。

第 3 - 19 図(a)は 15 MeV 装置の加速管に、この騒擾パルスコイルをおいた図で 第 3 - 19 図(b)は入射パルス電圧を発生する放電回路を示す。

騒擾パルスの大きさは、コンデンサの容量と充電電圧を加減して調節するようにした。

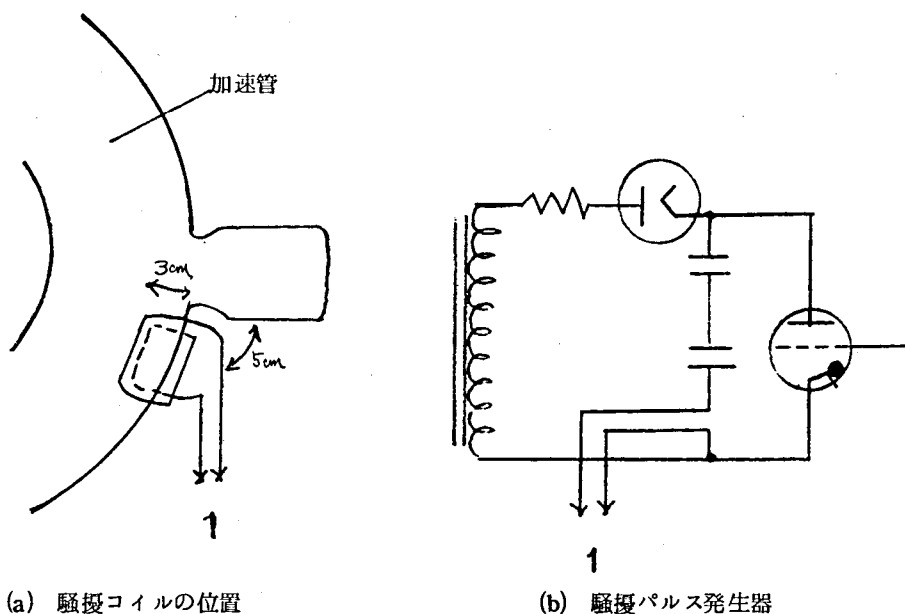
この実験では、入射パルス電圧の最大の位置を時間的關係の基準点 0 の位置とし、それより前の位置を(-) それより後の位置を(+) と考える。

第 3-20 図は、騒擾パルスを移動させて X 線出力の変化を求めたもので、

(a)は X 線出力が最高

(b)は X 線出力が最高の $\frac{1}{2}$

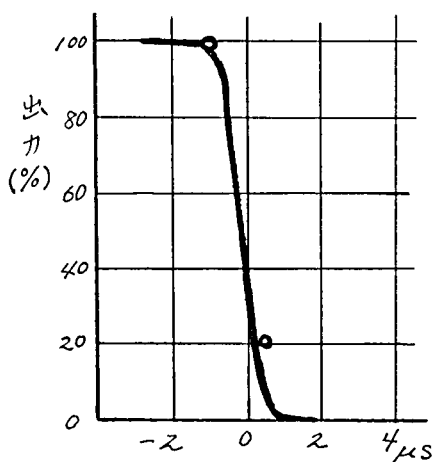
になるように他の諸条件を調節した。



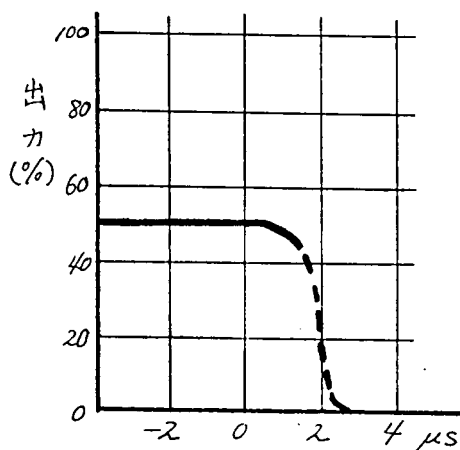
第 3-19 図 騒擾パルス発生回路

この結果から騒擾パルスにより、最も強く、影響をうける位置は X 線出力最大では 入射パルスの最大値の約 $\pm 0.5 \mu s$ 近辺 X 線最大出力の 50% の入射パルスでは 最大値の約 $+2.5 \sim 3 \mu s$ 近辺であることがわかる。

すなわち、何れの場合も、入射パルスの最大値の部分から $+0.5 \sim 1 \mu s$ 位の位置の電圧で加速された電子が、最も、能率よく加速され、その結果は (1) の場合の結果とよく一致する。



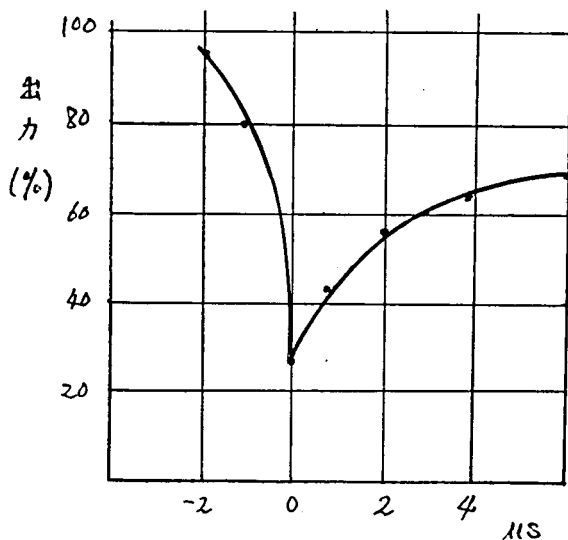
(a) 出力最大



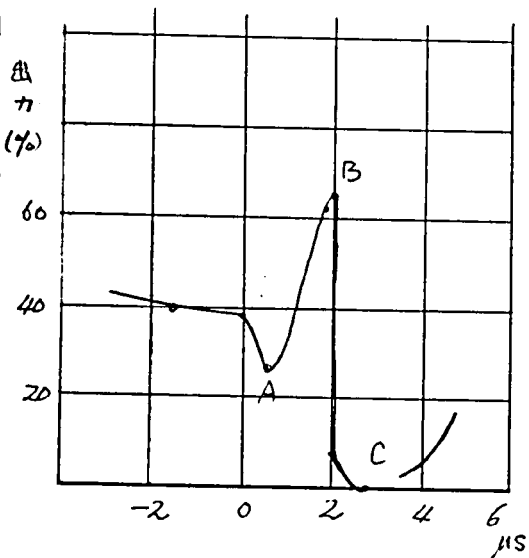
(b) 出力 50 %

第3-20図 大騒擾パルスとX線出力との関係

第3-21図は 騒擾パルスの高さを小さくした場合で、(b)図において、Aの谷は 入射パルスの最大値で安定軌道に捕捉された電子が騒擾パルスによって はじき出され X線出力が減じ、Bは 騒擾パルスによって (1)式の H_s が大きくなって整合 (matching) 曲線が少し上部



(a) 出力最大



(b) 出力 50%

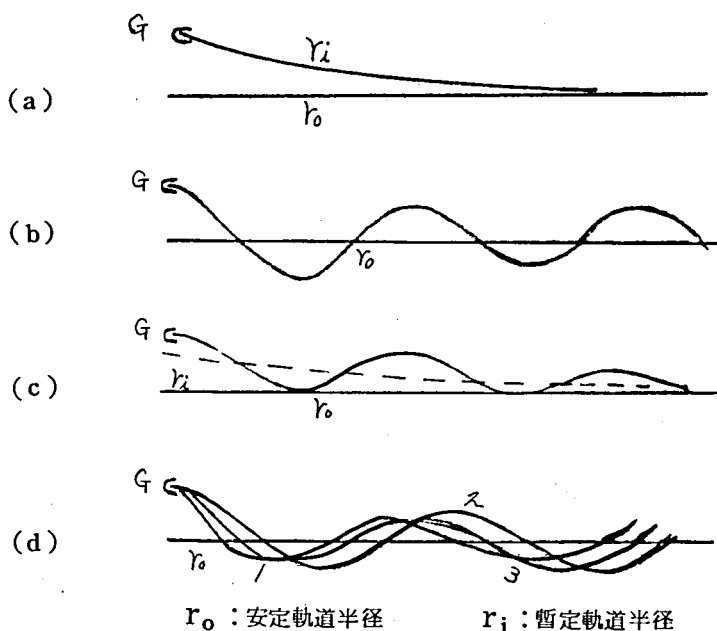
第3-21図 小騒擾パルスとX線出力の関係

に移動し、入射パルスと整合 (matching) 曲線との交点が 最大値へ移動して捕捉電子が多くなり X 線出力が増大する位置を示し、C は 入射パルスの最大値から相当経たところで整合 (matching) 曲線との交点がある場合で、電子が捕捉されても騒擾パルスにより安定軌道からはじき出される位置である。

② 電子入射時の軌道の収縮

電子銃から加速管内に入射された電子を電子銃および加速管の管壁などの障害物に衝突させないで電子を高速に加速するためには、設計にて予定した安定軌道に収縮させる必要がある。

第 3-22 図は 電子銃から出た電子は 過渡的な暫定円 (instantaneous circle) をえがいて 収縮してゆく状況を示す。



第 3-22 図 入射時の暫定軌道

- (a)は 半径 r_i の暫定円に電子が放射されて振動しない場合
- (b)は 半径 r_0 の安定軌道の周囲に電子が振動する場合
- (c)は 半径 r_i の暫定円が 電子銃を通過せず 電子が その軌道の

周囲に振動する場合

(d)は 半径 r_0 の安定軌道の周囲に いろいろの入射角の電子が 振動する場合

である。

次に、この安定軌道に 暫定円軌道が収縮する機構について概念的な検討を加える。

- (1) 電子自体の運動と磁束密度との相互作用による自己軌道収縮
- (2) 空間電荷の相互反撥が 原因する軌道収縮
- (3) 軌道の水平、垂直振動間の相互作用による軌道収縮
- (4) 磁極からの磁束密度分布不整（バンプ）に原因する軌道の水平、垂直振動の制動による軌道収縮

などの電子物理的な要素が 電子の軌道の 安定軌道に収縮する上に関係があるものと考えられるが、その収縮に関係するエネルギーは 加速管に入射するときに 電子がうる入射エネルギーと 磁場から与えられるエネルギーとの2つだけである。

上記 (1)の電子自体の回転によって、得られる電子のエネルギーの増加は 1回転当り 20~30Vでごく小さく、その力による収縮も非常に小さい。

Kerst は 加速管の電子銃から入射される電子の振動と暫定軌道の収縮について 次式を与えている。⁽⁶¹⁾⁽⁶²⁾⁽⁶³⁾

$$\frac{\delta a}{a} = \frac{\delta r_i}{2 r_i} = -\frac{\delta E_{MeV}}{4 E_{MeV}} \quad (3.13)$$

こゝで a は 半径 r_i の暫定円の周囲に振動する電子の振巾

δa は 振巾の減少分

δr_i は 暫定円半径 r_i の安定軌道への収縮分

δE_{MeV} は 電子一回転により増加する電子のエネルギー

とする。

たとえば $E_{MeV} = 50 \times 10^3 V$ $\delta E_{MeV} = 30 V$ とすれば

$$\frac{\delta a}{a} = -1.5 \times 10^{-4}$$

$$\frac{\delta r_i}{r_i} = -3 \times 10^{-4}$$

となり，非常に小さい値である。

また，この(3.13)式のみからは 電子を安定軌道に安定に収束せしめるには，入射電圧を低くし，電子のエネルギー E_{MeV} を小さくした方が $\delta a, \delta r_i$ が大きくなるので 装置としては 望ましいが，すでに，第2節□-2においてのべた如く 実験的に E_{MeV} を高くする方が 安定軌道に収束される電子の数が多く，大きな X線出力が得られる結果をえていることと相反する。したがって この収縮力のみでは 電子銃，管壁に衝突せずに 安全に電子を安定軌道にのせることは 不可能である。

上記の(2)，(3)，(4)の軌道の収縮作用の総合を有効に利用して，安定軌道に収束加速され，最高のエネルギーに到着する電子の数を多くし，ベータトロンからの出力を大きくすることが必要である。

②-1 空間電荷との相互反撥による軌道収縮

この軌道の収縮は 加速電子を含んだ空間電荷間の相互反撥が 加速電子の軌道の収縮に役立っていると考えられるものである。

その軌道上の加速電子の振巾 a 振動の周波数 F は 空間電荷との相互作用のみに関係し，他の要素に影響されることはないとして，次式で近似する。

$$a^k \cdot F = \text{const} \quad (3.14)$$

こゝで k は常数とする。($k \geq 1$)

また，電子のエネルギー E_{MeV} は，振動の周波数 F との間に

$$E_{MeV} = J \cdot F \quad (3.15)$$

の関係がある。

こゝで J は 常数とする。

(3.14)式と(3.15)式から

$$E_{MeV} \propto \frac{1}{ak} \quad (3.16)$$

となる。

すなわち、空間電荷が 少くなるにつれて、空間電荷との相互反撥力が小さくなり a も また、小さくなるので、電子のエネルギー E_{MeV} は (3.16) 式から 非常に大きくなる。

したがって、この電子のエネルギー E_{MeV} の増大によって、軌道が収縮することになる。

電子の入射初期においては 空間電荷は 非常に多く、また、その消滅も 早いので、この空間電荷との相互反撥による軌道の収縮力は 相当大きいと考えられる。

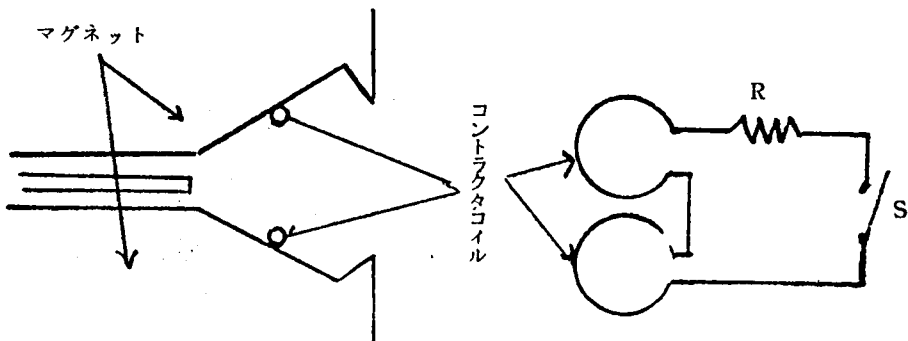
図-2 コントラクタコイルによる強制収縮

詳しい設計については第3章第4節図にのべるが、こゝでは 原理的な説明を行なう。

この方法は、第3-23図のように 磁極の上下にコイルを巻きつけて電子の軌道収縮を強制的に行うものである。

すなわち、電子入射時に 開閉器 S を閉じて 軌道が収縮する方向に電流を流し 安定軌道にて加速される電子を増大する。

第3-1表は、入射電子にコントラクタ収縮を強制的に行った場合の例を示し、集束電極の印加電圧の小さい場合の方が そのコントラクタコイ



第3-23図 コントラクタコイルの設置

ルによる強制収縮の効用が大きい結果をえる。

第3-1表 コントラクタコイルの効果

集束電極への印加電圧 k V	コントラクタコイル有り 出力(任意目盛)	コントラクタコイル無し 出力(任意目盛)	比
6 0	3 9	3 2	1.2
4 0	1 7	6	2.8
2 0	5	1	5.0

③ 磁場不整と入射電子軌道との関係

加速管への入射電子の軌道の収縮には いろいろの要素の関係することは さきにのべたが 第1章第6節において ベータトロンの磁極から発生する磁場には 子午面上において 不均一な分布 すなわち 磁場の不整のおきることを論じた。⁽⁶⁴⁾⁽⁶⁵⁾

この不整が 入射電子の軌道の擾乱 および 収縮に 大きく作用する。

③-1 不平等磁界中の電子の運動

こゝでは簡単にするために、電子は磁場の不整によってどのような運動を行うかを考え、他の要素は無視する。

ベータトロンにおいては 均一の磁界中の電子は 安定軌道上において、その半径を r_0 とすれば その運動の速度 v_0 との間に 第1章第2節(1.3)式から 次の関係が成立する。⁽⁴⁴⁾⁽⁶⁶⁾⁽⁶⁷⁾⁽⁶⁸⁾⁽⁶⁹⁾

$$v_0 = (e/mc) H_0 r_0$$

しかるに、不均一の磁界、たとえば 正弦波的に変化する不平等磁界中においては

その磁界は δ_m を第 m 次高調波成分の大きさの H_0 に対する比

θ を電子銃の位置を基準とする子午平面上の円周方向の角度

とすれば 次式で 表わされる。

$$H = H_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-n} (1 + \delta m \sin m\theta) \quad (3.17)$$

こゝで $\delta m \ll 1$, $0 < n < 1$ である。

また、安定軌道から はなれた電子の運動方程式は

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{V_0^2}{r} - (e/mc) V_0 H \quad (3.18)$$

となる。こゝで V_0 は電子の速度とす。

いま、電子は 安定軌道から x の変位をもっているとすれば

$$r = r_0 + x$$

であるから (3.17) 式 (3.18) 式を使って、次式をうる。

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \left(\frac{V_0^2}{r_0} \right) \left[\left(1 - \frac{x}{r_0} \dots \right) - (1 - n x/r_0 \dots) (1 + \delta m \sin m\theta) \right] \quad (3.19)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{V_0}{r_0} = \omega_0$$

$$\frac{d^2 x}{d\theta^2} = r_0 \left[-x/r_0 + n x/r_0 - \delta m \sin m\theta + (n x/r_0) \delta m \sin m\theta \right]$$

最後の項は非常に小さいので無視すれば

$$\frac{d^2 x}{d\theta^2} + (1 - n) x = -r_0 \delta m \sin m\theta \quad (3.20)$$

となる。

(3.20) 式は 電子の θ に関する運動方程式である。

この式の一般解は、

$$x = \left[r_0 \delta m \sin m\theta / (m^2 + n - 1) \right] + \left[A \sin (1 - n)^{\frac{1}{2}} \theta + B \cos (1 - n)^{\frac{1}{2}} \theta \right] \quad (3.21)$$

この式から電子の変位 x が求められる。

次に、磁場の不整が 高周波成分の合成から成り立っているものとすれば
フーリエ級数に展開すると

$$H = H_0 \left(r/r_0 \right)^{-n} \left[1 + \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m \sin(m\theta + \alpha_m) \right]$$

こゝで α_m は位相のずれを示す。

したがって (3.21) 式と同様に

$$\begin{aligned} x &= \left[r_0 \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m \sin(m\theta + \alpha_m) \right] \\ &\quad + \left[A \sin(1-n)^{\frac{1}{2}} \theta + B \cos(1-n)^{\frac{1}{2}} \theta \right] \\ &= x_a + x_f \end{aligned} \quad (3.23)$$

こゝで $\epsilon_m = \delta_m / (m^2 + n - 1)$ とする。

この式において

x_a は 強制振動, おもに磁場不整による振動の振巾を与える。

x_f は 自由振動, すなわち, ベータトロン振動の振巾を与える。

ものとすれば,

$$x_f = A \sin(1-n)^{\frac{1}{2}} \theta + B \cos(1-n)^{\frac{1}{2}} \theta \quad (3.24)$$

である。

A, B は 加速管の入射条件 すなわち電子銃から安定軌道までの距離, 入射角度, 入射電圧 などから決まる常数である。

入射電子の電子軌道の暫定円の半径 r_i が 安定軌道半径 r_0 と一致する第3-22図(b) または (d)の軌道で 電子軌道の運動が 行われるとすると

$$r_i = r_0 \text{ である。}$$

また, 初期条件

$$\theta = 0 \quad x = d \quad \frac{dx}{d\theta} = \gamma \text{ とおくと}$$

(3.24) 式から A および B は

$$\left. \begin{aligned} A &= - \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m \cdot r_0 \sin \alpha_m + d \\ B &= - \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m \cdot m r_0 \cos \alpha_m + \gamma \end{aligned} \right\} \quad (3.25)$$

となる。

したがって、(3.23)式 (3.25)式を用うれば

電子銃から加速管への電子の入射時におこす電子の振動の状況を知ることができる。

図-2 入射時の電子振動と加速管の構造の関係

電子が入射されて、加速、収縮されはじめた初期において、加速電子が衝突、消滅してゆく原因となる電子の暫定軌道と周辺での振動の状況と加速管の電子銃の位置、大きさ、加速管の断面の大きさなどとの相関関係はベータトロンからの出力に深い関係のあることはすでにのべた通りである。

いま、加速管の構造とその加速管をマグネットに設置する相関位置とがすでにきまっている場合に 図-1 にて 考察した不平等磁界による自由振動および 強制振動による電子の振動と加速管の構造との関連について考える。

出力を大きくするためには

- (1) 電子のベータトロン振動、すなわち 自由振動の振巾をできるだけ小さくする。
- (2) 電子の磁場不整によっておきる振動、すなわち 強制振動を小さくするか。振動の分布をかえて 障害物への衝突の確率を小さくするか。

などを考える必要がある。

自由振動を小さくするには(3.25)式から与えられるA, Bを小さくする必要がある。

いま、 $A=0$ $B=0$ にする条件は

$$\left. \begin{aligned} A &= \sum_{m=1}^{\infty} r_0 \epsilon_m \sin \alpha_m \\ r &= \sum_{m=1}^{\infty} m \cdot r_0 \epsilon_m \cos \alpha_m \end{aligned} \right\} \quad (3.26)$$

である。すなわち、初期条件 $x=A$ $\frac{dx}{d\theta}=r$ の関係から 磁場不整の

高調波成分それぞれに対して，電子銃の位置が 安定軌道から (3.2 6) 式の δ 以上はなれた所から 同じく (3.2 6) 式の入射角 r で電子を入射すれば 自由振動の少ない電子軌道が得られる。

さらに $\frac{dx}{d\theta} = r = 0$ すなわち 磁場不整分布の最大値，または最小値において 電子を入射すれば よいことになる。

しかし，実際上の電子銃からの入射電子群は，第 3 章第 2 節でのべたように 電子それぞれの入射角に巾があり，また，多数の高調波成分が存在しているために (3.2 6) 式の δ ， r にすべての電子に適合した最適条件を求めることは難しい。

したがって 加速管中の電子の振動には，つねに，自由振動と強制振動の合成の振動とが 混合しているものと考えてよい。

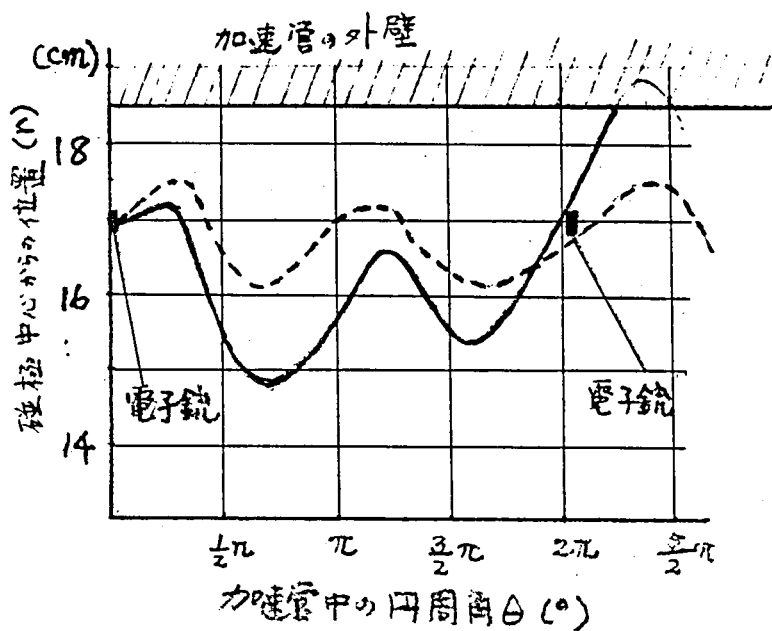
第 3 - 2 表に 入射電子の入射角の広がり と X 線出力との関係を示した。すなわち，入射角が 狭くなると X 線出力が 減少している。

第 3 - 2 表 入射電子の広りと出力比 (入射電圧一定)

入射電子の広り ($^{\circ}$)	出 力 比
$\pm 0.5^{\circ}$	1
$\pm 1^{\circ}$	約 2
$\pm 2^{\circ}$	約 3

このことは，電子 1 個に対する最適条件が，他の電子の最良条件を必ずしも 満足しないことを示す。第 3 - 2 4 図は，電子銃から同時に放出される電子は，あるものは実線の如く，加速管の外壁に突って消滅し，あるものは点線の如く，障害物をさけて加速をつづけるものの あることを示す。

いま，ベータ トロンからの X 線出力 I は 加速された電子流に比例すると仮定すると 電子銃と安定軌道半径 r_0 が一定で変わらないものとして簡単に次式で与えられる。



第3-24図 電子振動の加速管中の模様

$$I = \frac{k}{x_a + x_f} \quad (3.27)$$

こゝで

k は比例常数 とする。

また、すべての電子の 自由振動が 0 になる角度 ψ で入射されたとすれば 出力 I は

$$I = \frac{k}{r_0 \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m (1 - m \cos \alpha_m) + \psi \right\}} \quad (3.28)$$

で与えられる。

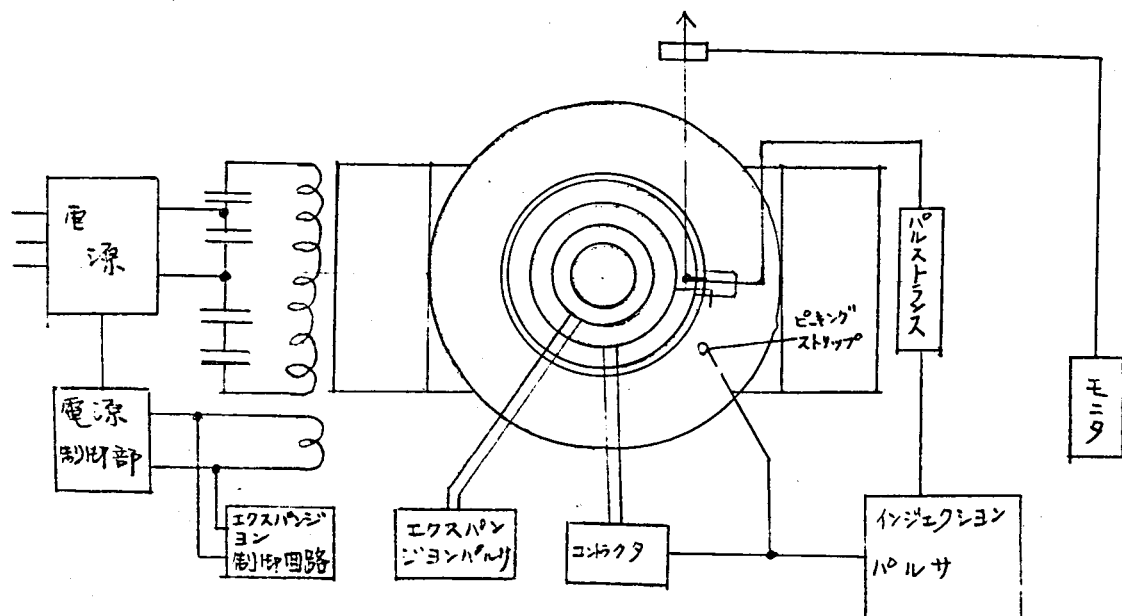
この式からは、すべての電子の自由振動が 0 になる条件の下では安定軌道半径 r_0 が 大きい程 出力が小さくなるので 設計上は、できるだけ r_0 が小さくなるマグネットを設計することが 必要である。

第4節 制御系の設計

ペータロン装置においては加速管内への電子の入射を、磁界が 0 を過ぎ

て 約 $10 \sim 20 \mu s$ の間において行い、X線の発生 および 電子線の取り出しは、磁界の強さが最大になったときに 電子を安定軌道からはずし ターゲットに当てるか または そのまゝ取り出すのである。

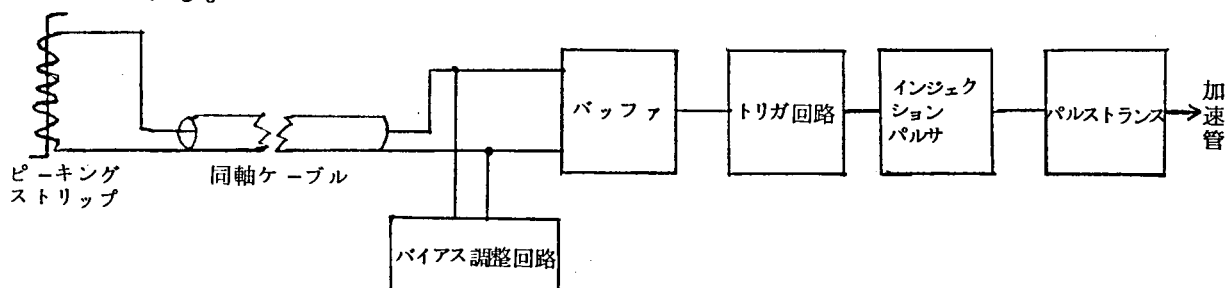
筆者のベータトロン装置は 第3-25図に示すように、電子を入射するインジェクション、電子を軌道からはずすエキスパンションを主体として、出力を測定するモニタ類などから成り立っている。⁽⁴⁴⁾



第3-25図 制御回路

II インジェクション制御系

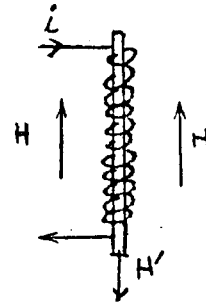
この制御系は 第3-26図に示すようなブロック線図から成り立っている。



第3-26図 インジェクション制御系のブロック回路

□-1 バイアス調整回路

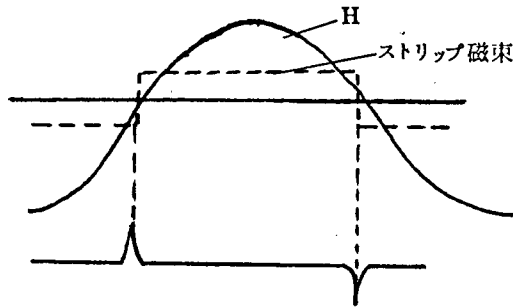
可変の直流バイアス電流を第3-27図のようなピーキングストリップに流してパルス発生時刻を変える。



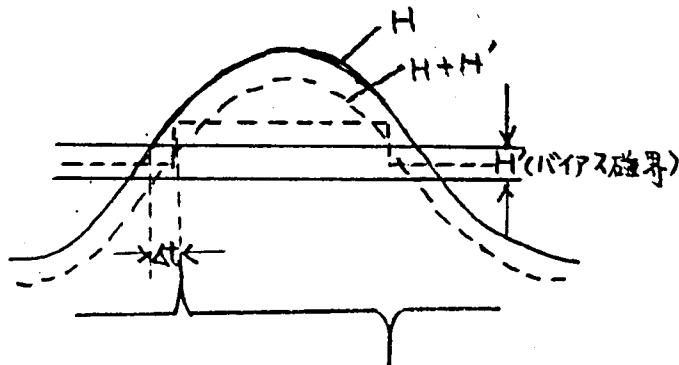
第3-27図 ピーキングストリップ

第3-28図はピーキングストリップが交流磁界におかれているときの、交流磁界とピーキングストリップの磁束、コイルの発生電圧との関係を示し第3-

29図は直流バイアスをかけた場合、交流磁界 H と直流バイアス H' との和が0になるときにパルス電圧が Δt だけ遅れて発生することを示す。



第3-28図 ピーキングストリップ磁束とコイルの発生電圧との関係



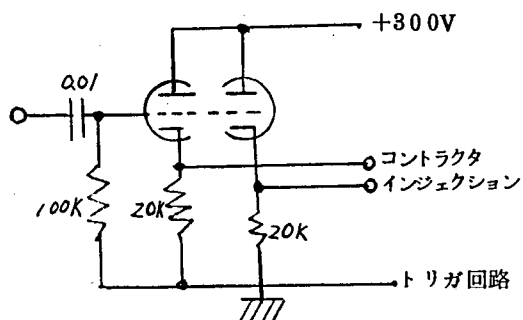
第3-29図

ピーキングストリップに直流を流したときのコイルに発生する時間的ズレ

Ⅲ-2 トリガ回路

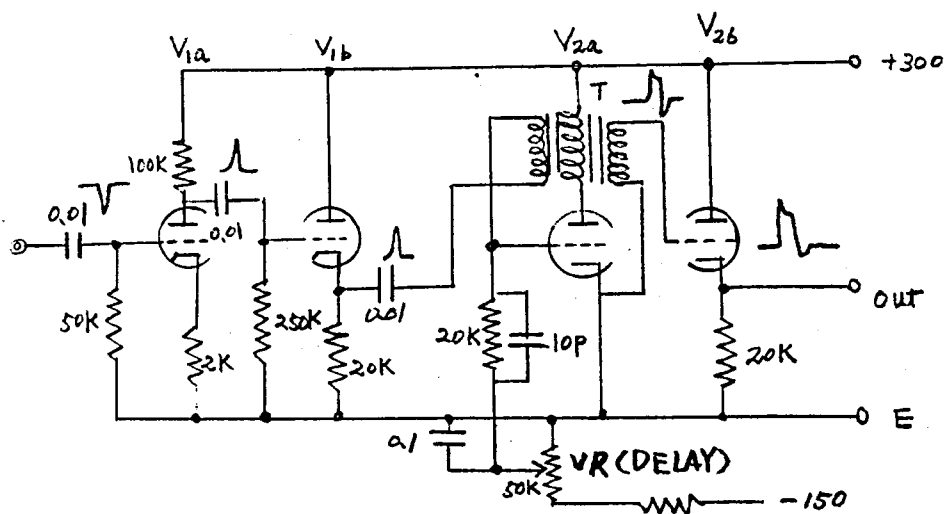
ピーキングストリップの出力電圧は インジェクション回路とコントラクタ制御回路に使用するので 第3-30図のようなバッファ回路をとりつけ 2つの出力端子間の干渉を少くする。

トリガ回路は ピーキングストリップの出力電圧を増巾する部分とブロックオシレータから成り立つ。



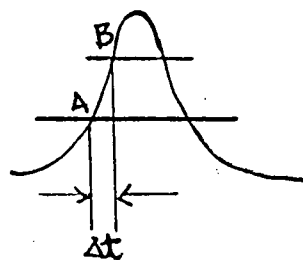
第3-30図 バッファ回路

第3-31図は その回路の大略を示し バッファの出力を一段増巾し、それをカソードフォロアを通して ブロックオシレータにて 波高250V パルス巾10 μ S のパルスを発生させる。



第3-31図 トリガ回路

第3-32図は 真空管 V_{2a} のグリッドの電位を示すもので この電位をかえることによって ブロッキングオシレータが動作を始める時刻をかえることができる。すなわち、A点で動作するようにしたときとB点で動作するようにしたときとでは、動作時刻は Δt だけ遅れる。



第3-32図

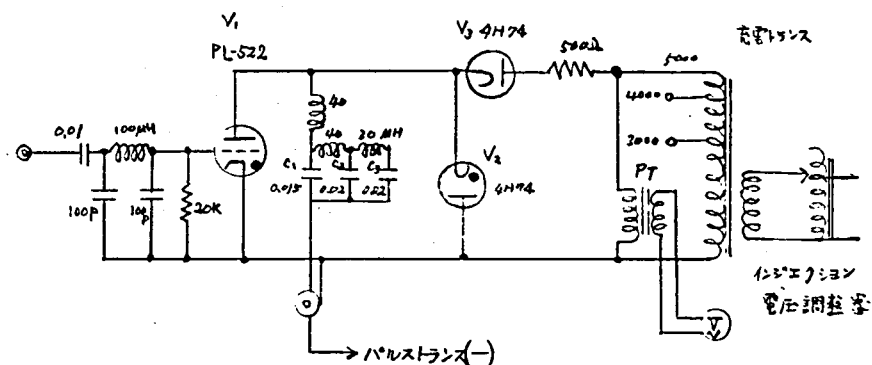
第3-31図 V_{2a} のグリッド電位

第3-31図のVRがインジェクション時刻調整用抵抗である。

III-3 インジェクションパルス回路

第3-33図は インジェクションパルス回路の大略を示し、放電管 V_1 に接続されている C_1 、 C_2 、 C_3 は V_3 によって正の半サイクルの間充電される。 V_1 のグリッドに トリガ回路の出力電圧を加えるとサイラトロン V_1 が放電し、コンデンサ群の一侧は急激に-になり、放電が終るとふたたび0になる。このコンデンサ群の一侧にパルスが現れる。このパルス電圧を次のパルストランスに与える。

コンデンサ群の上のインダクタンスは、コンデンサの放電時間を制御するものである。コンデンサの静電容量C、インダクタンスLの値はパルストランスまでの同軸ケーブルのインピーダンスによってきまるので それをZとすれば パルス巾 T_p との間には



第3-33図 インジェクションパルス回路

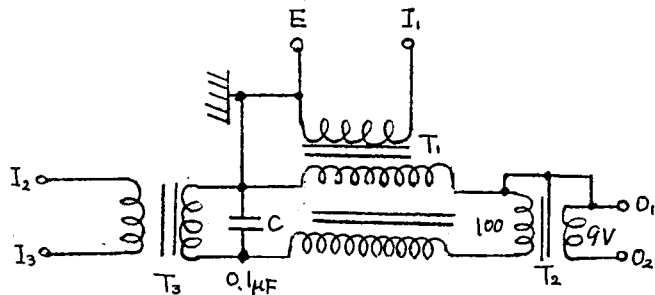
$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad T_p = 2 \sqrt{LC}$$

の関係がある。

Ⅲ-4 パルストランス回路

パルストランスは 加速管 フィラメントトランス、サージ吸収用コンデンサと共に同じ鉄製の容器に納められている。

第 3-34 図において T_1 はパルストランスで 2 次側はフィラメントを供給するため 2 本を並列に巻いている。 T_2 はフィラメントトランス 1 次 100V 2 次 9V 7.5A の定格である。 T_3 はフィラメントトランスの捲線を片側接地するための絶縁トランスで、パルスを I_1 E 間に加へ O_1 O_2 から高圧パルス電圧をブッシングを通して加速管電子銃に加える。



第3-34図 パルストランス回路

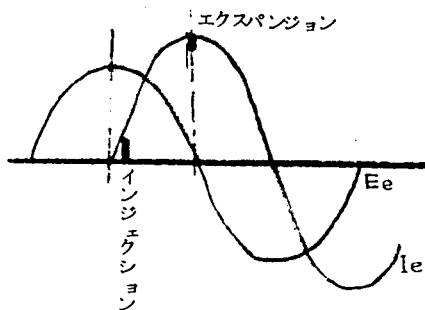
Ⅱ-2 エクスパンション制御系

加速電子のエネルギーを最大にするには マグネットのコイルの電圧が 0 になる時刻を検出し その瞬間にエクスパンションコイルにパルス電流を流し軌道を動かせばよい。

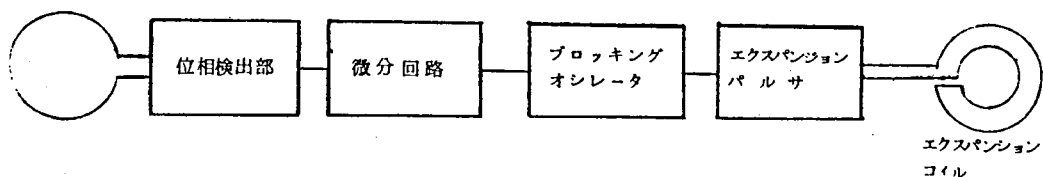
インジェクション、エクスパンションの時刻とマグネットの電流電圧の関係は 第 3-35 図の通りで、エネルギー最大の点は、電圧 0 の点に相当する。したがって電圧が 0 なる点を検出して、その信号でパルス

発生回路を動作させれば エネルギーの大小にかかわらず 常にその励磁電流での最高エネルギーのX線を発生する。

基準電圧として 磁極の周囲に一回巻いたコイルに発生する電圧を使用する。そのブロック線図を第3-36図に示す。



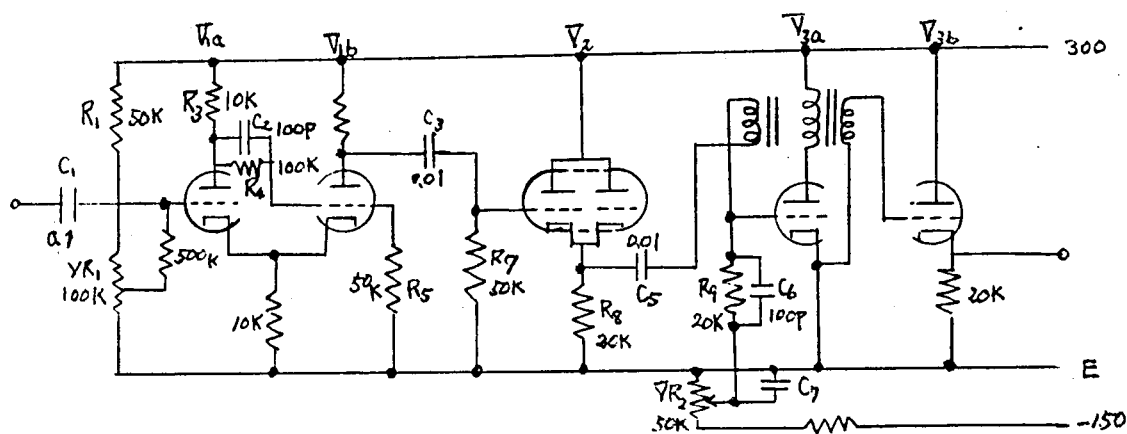
第3-35図 励磁電流とインジェクション・エキスパンション時刻との関係



第3-36図 エキスパンション制御系

図-1 位相検出回路

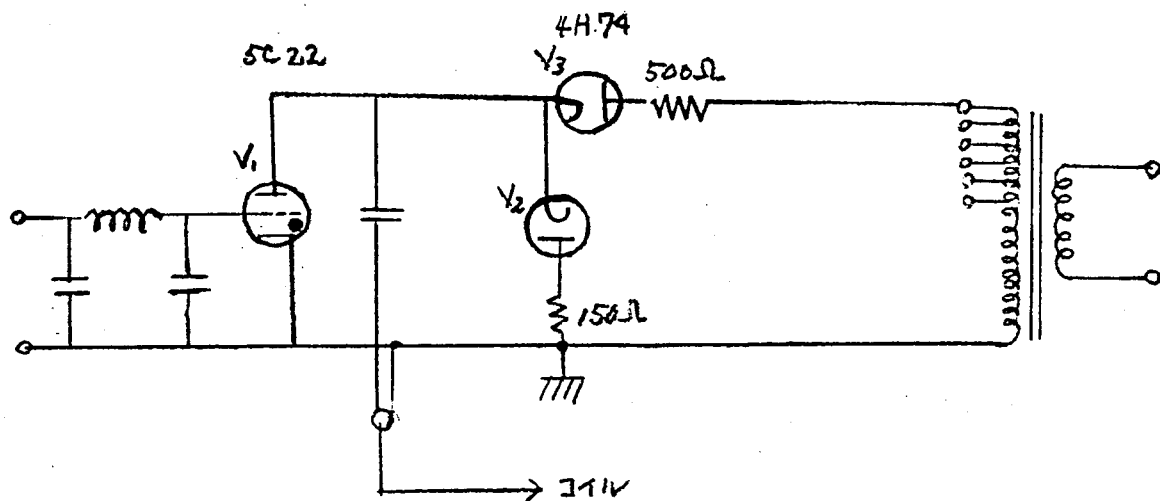
第3-37図は V_{1a} V_{1b} にて構成される位相検出回路である。これは2安定形マルチバイブレータを構成し、 V_{1a} に上記の基準電圧を入れて V_{1b} のプレート電圧を矩形波として、これを微分して短いパルスとして次段へ送る。



第3-37図 位相検出，微分，ブロッキングオシレータ回路

図-2 エクспанションパルサ回路

第3-38図は エクспанションパルサ回路であるが インジェクションパルサ回路とほとんど同じである。

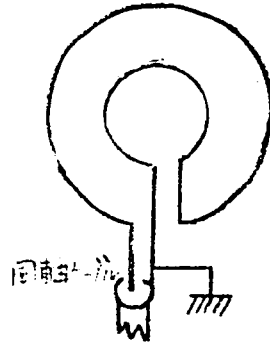


第3-38図 エクспанションパルサ回路

図-3 エクспанションコイル

すでに のべたように電子軌道を外へ拡げるためには，安定軌道の内側

の磁束を大きくするか，安定軌道附近の磁界を弱くすればよい。エクsp
ンジョンコイルは加速管に直接巻く。



第3-39図 エクspンジョン回路

いま，安定軌道半径 r_0 が 電子のエネルギーが変化せずに r_i になったと
すると，そのときの磁場の強さ H'_i は

$$H'_i = H_0 \frac{r_0}{r_i}$$

また， r_i における磁場の強さ H_i はもともと次の値をもたねばならない。

$$H_i = H_0 \left(\frac{r_0}{r_i} \right)^n \quad 1 > n > 0$$

したがって 軌道を r_0 から r_i に移すために必要な磁場の強さの変化
は

$$\Delta H_i = H'_i - H_i = H_0 \left\{ \frac{r_0}{r_i} - \left(\frac{r_0}{r_i} \right)^n \right\} \quad (3.29)$$

この軌道移動のための磁場は上下コイルの間のみに現われ，磁極中の磁
場の変化は無視できると仮定すると，軌道を移動させるに必要な電流 I_{exp}
は

$$I_{exp} = \Delta H_i \cdot \frac{d}{N} \quad (3.30)$$

こゝで I_{exp} はエクspンジョンコイル中の電流 (Amp)

d は上下コイルの平均距離 (cm)

N はエクspンジョンコイルの巻数

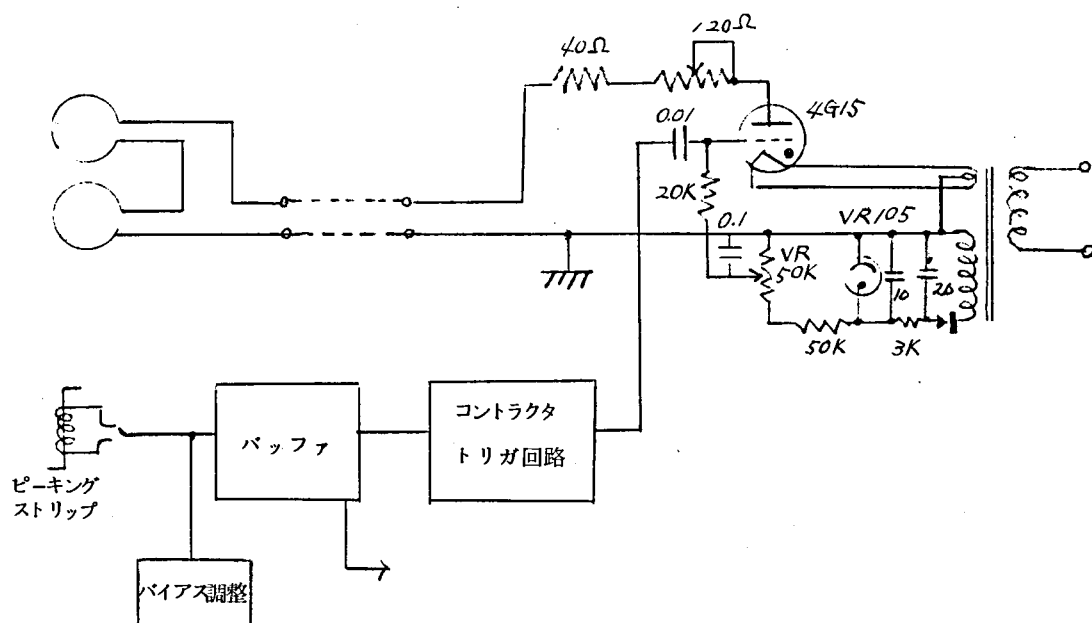
となる。

③ コントラクタ制御系

すでに第3章第3節にその原理と効用についてのべた。

第3-40図はその回路で、ピーキングストリップに発生する電圧をバッファからコントラクタトリガ回路に入れて放電管をトリガするようにする。ブロッキングオシレータのVRの抵抗値を変化させてコントラクションの時間的な関係を調節する。

また電流は放電管の陽極の抵抗 この回路では 120Ω を変えて調節する。



第3-40図 コントラクタ制御系回路

④ エネルギーの測定と出力自動安定回路

④-1 電子のエネルギーの直読方法

磁極の設計時における電子エネルギー E_{MeV} の推定を第1章第7節においては安定軌道上の磁場の強さ H_0 を磁束計で測定して行う方法についてのべた。しかしベータトロン装置の運転中においてはこの方法では実用上直読で

きないので不便である。

こゝでは 電子のエネルギー E_{MeV} を直読する方法についてのべる。

(1) インジェクション，エキスパンションの発生時間間隔を測定する方法⁽⁷⁰⁾

加速された電子のエネルギー E_{MeV} は すでに示したように

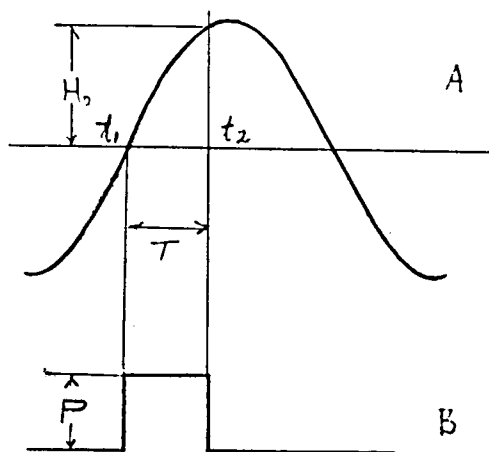
$$E_{MeV} = 3 \times 10^{-4} H_0 r_0 - 0.51 \quad \text{である。}$$

この式において 0.51 を無視すれば

$$E_{MeV} = K r_0 H_0 \quad (3.31)$$

こゝで K は 比例常数とする。

第3-41図は 磁極の安定軌道磁束の変化を示すもので



第3-41図 安定軌道上の磁束の変化

t_1 は インジェクションの時刻， t_2 はエキスパンションの時刻とすれば およそ

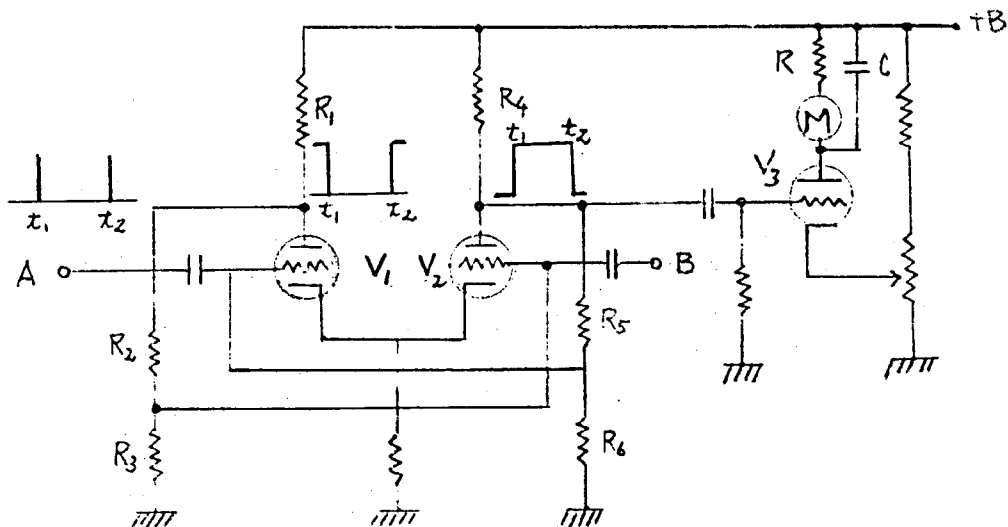
$$H_0 = K' T \quad (3.32)$$

すなわち

$$E_{MeV} = K'' T \quad (3.33)$$

こゝで K' ， K'' は比例常数

したがって T を測定すれば 運転中のベータトロンの電子のエネルギー E_{MeV} が求められる。



第3-42図 エネルギー測定回路

第3-42図は 実際的な回路を示す，真空管 V_1 と V_2 は マルチバイブレータを構成し，いわゆる scale of two の形である。

A に インジェクションのパルス電圧，B にエキスパンションのパルス電圧を印加すれば V_2 のプレートにその間隔をもった矩形波が現れ，その間のみ，その矩形波の正の電圧を V_3 のグリッドに供給し， V_3 の真空管を導通状態にする。矩形波の高さは ほぼ一定であるので メータ M の振れは インジェクションパルスとエキスパンションパルスの間の時間を示し その値は 磁場の強さ H に比例する。したがって，M のよみは 加速電子のエネルギー E_{MeV} を示す。しかし，この方法の欠点としては，励磁電流の変動により，その測定値に誤差を生ずることである。

(2) 磁束の変化を電圧の変化に直し，電子のエネルギー E_{MeV} を直読する方法⁽⁷¹⁾

電子のエネルギー E_{MeV} と $H_0 r_0$ との間には， (3.31) 式より

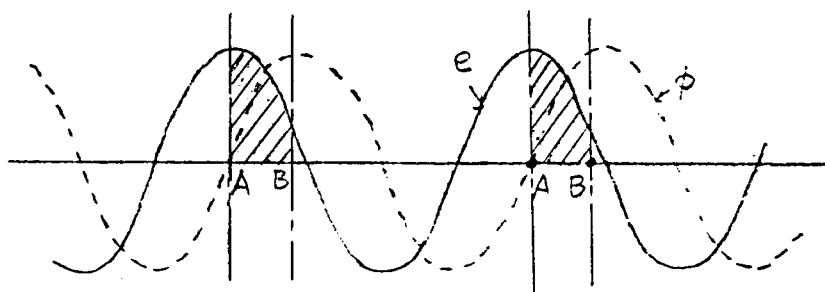
$E_{MeV} \propto H_0 r_0$ の関係があり

$$H_0 r_0 \propto \int_{\phi_0}^{\phi_1} d\phi = \int_{t_0}^{t_1} \frac{d\phi}{dt} dt = \int_{t_0}^{t_1} e dt$$

したがって $E_{MeV} \propto \int_{t_0}^{t_1} e \, dt$ の関係がえられる。

この式は 電子のエネルギー E_{MeV} は ベータトロンのマグネットに巻かれたコイルに発生する電圧 e をインジェクションとエキスパンション電圧との発生時間間隔 t_0 と t_1 との間を積分することによって 求められることを示す。

第3-43図は ベータトロンのマグネットに巻かれたコイルに発生する電圧 e と 磁束 ϕ の変化の関係を示すものである。



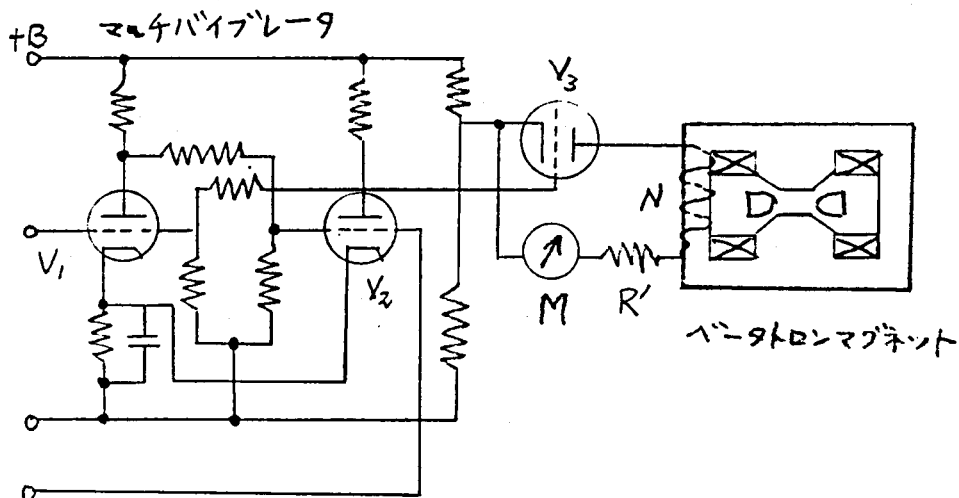
第3-43図 ベータatronマグネットに巻かれたコイル電圧と磁束との位相関係

斜線の AB の部分が電子が加速されるところである。

第3-44図は 実際の回路であって V_1 のグリッドにインジェクションパルス電圧、 V_2 のグリッドにエキスパンションパルス電圧が印加されると このマルチバイブレータにおいて V_2 のプレートに 矩形波が発生し V_3 のグリッドをその間+にし、 V_3 を導通状態にする。

したがって、 V_3 に e の電圧に比例する電流が流れメータ M に、インジェクションとエキスパンション間を積分した値に比例するフレを生ずる。

この方法の特徴は 磁場の強さ H_0 が変わっても、またインジェクション、エキスパンション間の時間的位置が変わっても 測定が可能である長所がある。



第3-44図 エネルギー測定回路

4-2 出力の自動安定回路

ベータ管のX線出力は いろいろの要素によって決まることは、すでにのべたが、いまX線出力が何らかの原因で変ったとき、その出力値を自動的に 所定の値に維持する筆者の方法についてのべる。

(1) エクスパンション電流の波高値を調節する方法 ⁽⁷²⁾

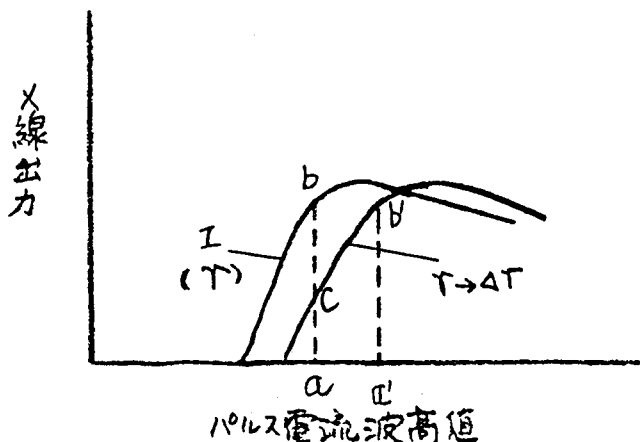
安定軌道半径 r_0 が磁極の温度上昇などにより変ったとき、出力が低下する。 r_0 と ϕ の関係は すでにのべたように

$$r_0 = \sqrt{\frac{\phi}{2\pi H_0}} \quad (3.34)$$

にて示されるから

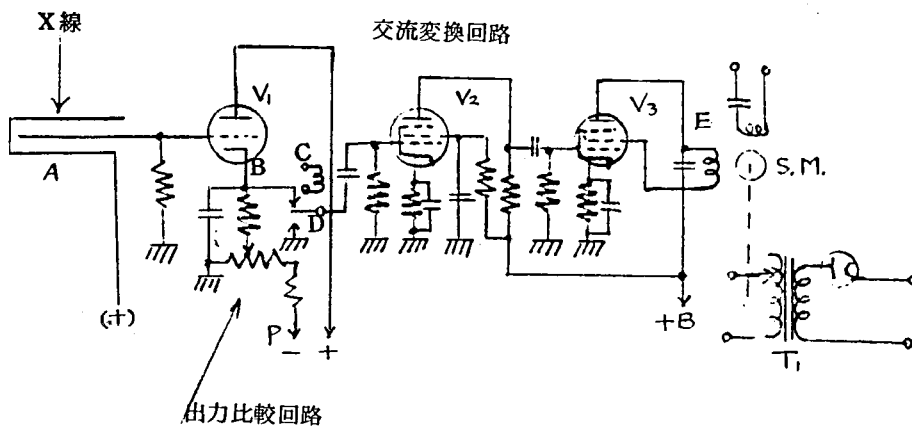
磁極の間隔が大きくなると 磁極の形状は 截頭円錐状をなしているため ϕ の減少に比して H_0 の減少が大きく r_0 は小さくなる。

第3-45図は エクスパンションパルス電流波高値とX線出力との関係を示し、何らかの原因で安定軌道半径が拡大したときには、パルス電流波高値を a' まで高くしなければX線出力は もとの値を示さない。



第3-45図 エクспанションパルス電流波高値と出力との関係

第3-46図は 実際の回路を示し



第3-46図 出力自動制御回路

X線を電離槽Aにて 電氣的信号にかえ、真空管 V_1 のカソードフロア増巾器のカソードと定電圧のpとで構成された出力比較回路のB点の電位が、所定のX線量率の場合には0であるように調節し、もし、X線量率が 所定の値より ずれた場合には バイブレータCにより そのずれに比例した電圧が交流に変換され Dに交流信号が発生する。その信号を V_1 V_2 で増巾し サーボモータの巻線に電圧を発生させ、それ

により サーボモータのロータは 回転し その回転角を X線出力の標準値の差に比例させる。

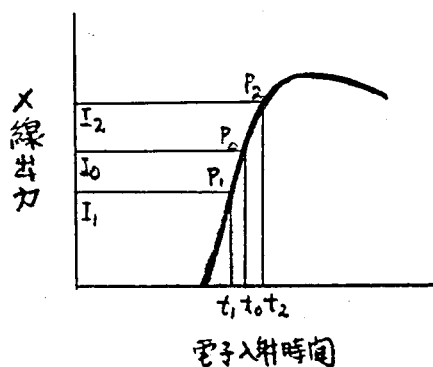
そのロータの回転により エクспанション電圧を供給する変圧器 T_1 の一次側を制御し、エクспанション電圧が上下するようにする。

このようにして、X線出力の変動を自動的に調節することができる。

(2) インジェクションパルスの発生時期を調節する方法⁽⁷³⁾

この方法は ベータトロンにおいて 出力が 何等かの原因で変化したとき 加速管に電子を入射させるためのインジェクションパルスの発生時間を制御することによって 出力を自動的に安定させる回路である。その大要は次の如くである。

第3-47図は 電子のインジェクションパルス発生時間と出力との関係を示すもので この図において 電子のインジェクションパルス発生時間 t_0 において X線出力が I_0 である。いまX線出力が I_1 に変化したときに 電子のインジェクションパルス発生時間を t_2 に移転することができれば 出力は 元の I_0 にもどる。また その逆の場合も可能である。



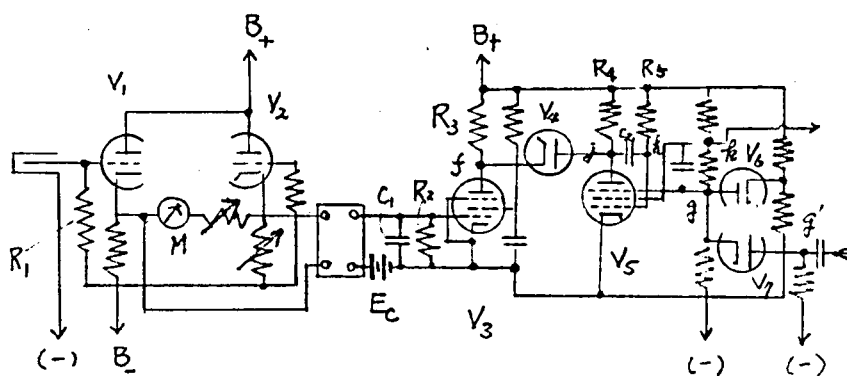
第3-47図 インジェクションパルス発生時間と出力との関係

第3-48図は その実際の回路を示し いま 出力が電離槽Dにおいて 電気的信号に変換され、 R_1 にかかる電圧として表わされれば 標準出力 I_0 に対して E_c の標準電圧の調節によって R_2 の電圧が V_3

のプレートの f の点の電圧、すなわち、 V_5 のプレートの j の点の電圧が 加速管からの出力に比例した電圧となり V_6 の k 点にかかる矩形波電圧の巾 T として取り出すことができる。

この V_4 、 V_5 、 V_6 および V_7 は いわゆるファンタジトロン遅延回路であって 真空管 V_3 のプレートの電圧によって k 点に発生する矩形波電圧の巾 T が制御できるものである。

いま、第3-47図の I_0 が I_1 に変化すれば f 点の電圧が上り、結局 T が 長くなる。また、その逆に I_2 に変化すれば f 点の電圧が下る関係にある。



第3-48図 出力自動制御回路

このような関係をもった k 点の矩形波電圧を微分回路，増巾回路を経てインジェクションパルス発生回路の放電管のグリッドに加えれば，インジェクションパルスの発生時刻が制御できる。したがって，加速管からの X 線および電子線の出力の変動をおさえ，自動制御できる。

医学方面への応用においては所定の X 線量を厳密に限定照射する必要がある。この制御方式を用いれば所定の X 線量を規定するだけで、とくに、たえず、X 線量率の変動を監視する必要はなく、ただ 出力エネルギーのみを一定に保つだけでよい。装置の操作は極めて簡便で、かつ、得られる精度は高い。

このように、この回路は、ベータトロン装置の医学方面における効用

度の向上に 大いに寄与している。

第5章 結 言

ペータロン装置では 磁極の設計の良否，電源の設計および 制御方式の適，不適などのすべての部分の性能の総合のよし悪しは加速管からの X 線出力が安定で，多量に得られるかどうかによって きめられる。

筆者は， 加速管を構成するそれぞれの部分が どのようにしたら その目的に対して最適の設計が可能か，また，外部の磁場との関連において，加速管として必要な諸条件の最適制御条件は どのようにしたら得られるかについて，詳細な研究を行って系統的設計を可能にし，あわせて，学問的な成果を得た。

第4章 電子線取り出しにおける諸問題⁽⁷⁴⁾

第1節 緒 言

ベータatron装置の特徴の一つは 加速管中で 高速に加速された高エネルギー電子線をターゲットに衝突させれば 高エネルギーX線とし また、吸収の少ない窓を通過させれば 電子線 いわゆる β 線として 同一装置から簡単な切り換えによって 取り出しうることである。

第1章、第2章、第3章において研究した 磁極が主要部分を構成するマグネット部、電源部、加速管部などの設計ならびに電子の最適入射条件および それらの制御方式の設計の研究によりえられた成果は すべて電子線の取り出しの場合においても 全く そのまゝ利用できるので 電子線取り出しの研究についてとくに必要なものとして 筆者は 次の事項について研究を行った。

- (1) 取り出し機構の選定
- (2) 取り出し機構の材料と構造
- (3) 電子の運動と取り出し機構の位置との相関関係
- (4) 取り出し窓の材料と電子線減衰の関係
- (5) 取り出された電子の線質と分布

また、X線と電子線を同一加速管から取り出す方法として とくに 研究しなければならない問題は X線のみを取り出す単一機能の加速管にくらべて出力の低下をおこさないようにする必要のあることである。

第2節 電子線取り出しの原理

加速管中に打ち込まれて、高速に回転している電子流が 同一円周上を回転しながら磁場の増加にともない高速に加速され、その高速の電子流が白金のターゲットに衝突すれば 高エネルギーのX線を発生し 何の障害も受けずに外部に導き出されれば 電子線となる。この電子線を取り出すには 磁場を強くするか、弱くする⁷⁴⁾電子は 回転力となる磁場の影響の

少い位置まで引き出されて後は、磁場の拘束力をほとんど受けない状態で直線的な軌道で 出射口に はられた薄い金属 B_e または N_i を貫通して加速管を出る。

取り出し得ずに加速管に残った電子は、加速管壁、他の障害物に当たって消滅する。

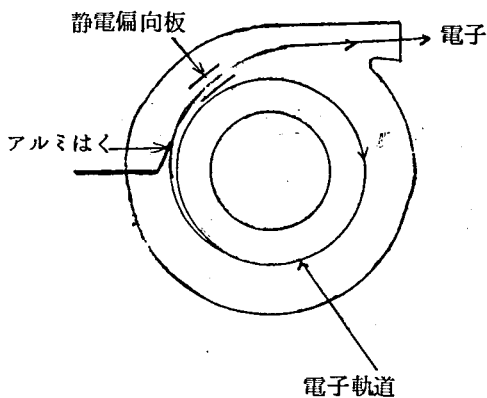
II 各種の取り出し方法

加速されている間は 何等の障害をうけない状態で 所定の電子エネルギーまで 加速された電子を加速管から多量取り出さねばならない。

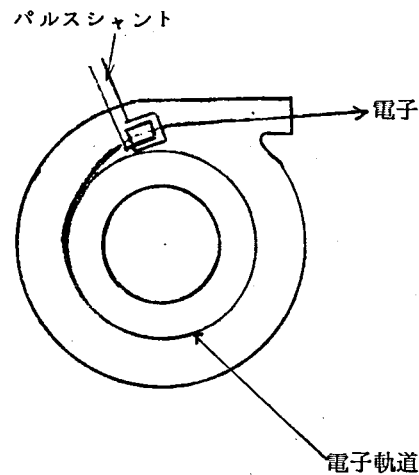
その方法として 考えられるものは 次のようである。

II-1 静電偏向法⁽⁷⁶⁾

加速管内に、第4-1図のようなアルミはくをおき、電子流を散乱させて、電流の軌道を広げ、静電偏向板を電子が 通過する確率を多くして電子を取り出す方法



第4-1図 静電偏向法



第4-2図 パルスシャント法

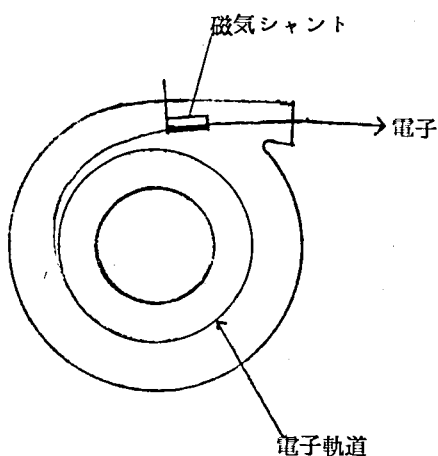
II-2 パルスシャント法⁽⁷⁶⁾⁽⁷⁷⁾

安定軌道上の電子の軌道を広げたときに この部分の磁気を打消す方向に 加速管外壁に巻いたコイルに電流を流し 加速電子を電子線として取

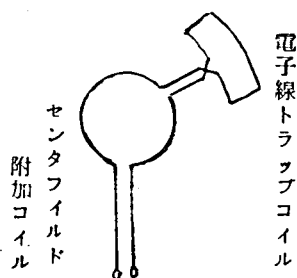
り出す方法。第4-2図にその大要を示す。

□-3 磁気シャント法⁽⁷⁴⁾⁽⁷⁸⁾⁽⁷⁹⁾

第4-3図に示すように、電子軌道が拡大する位置に、高導磁率、高飽和の磁性材料でできた磁気シャントをつくり、その磁気シャントのミゾの磁界のカゲになった部分を電子流を磁界に拘束されことなく、直進させそのまま外部に取り出す方法。



第4-3図 磁気シャント法



第4-4図

センタコイルとトラップコイルの組み合わせる法

□-4 その他の方法

例えば パルスシャント法⁽⁷⁴⁾の一種で 軌道を拡大する磁束の変化をつくるセンタ線とパルスシャント線を、第4-4図のような結線にし、電子線として取り出すこともできる。

② 磁気シャント法による電子の取り出し法⁽⁷⁴⁾

筆者は 先にのべた □-3の磁気シャント法を採用して 研究を進めた。

②-1 加速管の安定軌道附近外壁に追加磁界コイルを巻く方法

加速管に電子を入射させたときの電子の運動と収縮の問題については 第3章第3節に 詳しくのべた。

磁場不整のみが原因すると考え、加速管に入射された電子の変位 x は、

そのときの円周方向の磁界分布 H とすれば第3章の(3.22)式および(3.23)式から

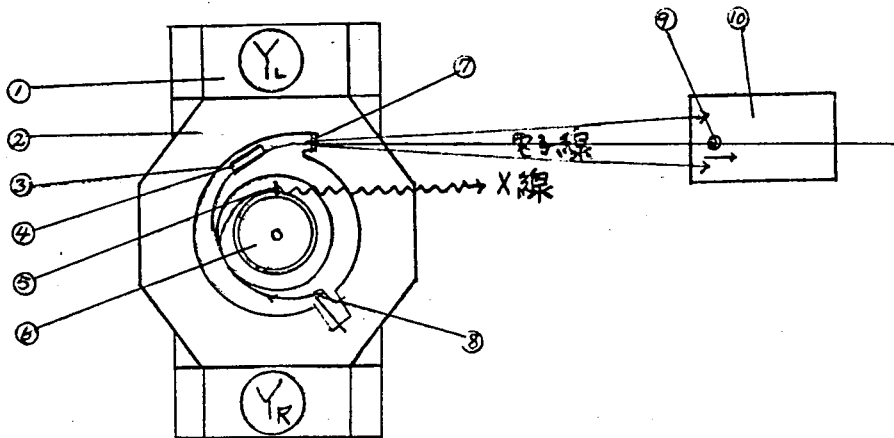
$$H = H_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-n} \left\{ 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m \sin(m\theta + \alpha_m) \right\}$$

で表わすと

$$\begin{aligned} x &= x_a + x_f \\ &= \left[r_0 \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m \cdot \sin(m\theta + \alpha_m) \right] \\ &\quad + \left[A \sin(1-n)^{\frac{1}{2}} \theta + B \cos(1-n)^{\frac{1}{2}} \theta \right] \end{aligned}$$

で与えられた。この式は 電子の入射時，加速時，取り出し時の何れの時期においても成立するものと考えてよい。

第4-5図は 磁気シャント法電子線加速管とマグネットの相対位置を示す例である。電子銃を ピーラとは互に π だけずれたヨークの両翼 $(Y_R)(Y_L)$ におく場合 電子線を取り出すのに最も都合のよい条件は 電子流の振動が 電子銃の位置において それに最も遠い位置となる負の振巾



- | | |
|---------------|-----------------|
| ① マグネットコア | ⑥ マグネット磁極(ウェハ) |
| ② コイルボックス | ⑦ 窓(BeまたはTi) |
| ③ ドーナツ形加速管 | ⑧ インジェクタ(電子銃) |
| ④ 磁気シャント(ピーラ) | ⑨ 電離ソウ(ビクトリーン製) |
| ⑤ 白金ターゲット | ⑩ 水ファントム |

第4-5図 ベータトロンからの電子線取り出し実験装置の配列

をとり、さらにピーラの位置において それに最も近い位置となる正の最大の振巾になるように、追加磁界をつくって電子流をピーラの穴を通すことである。その磁界は基本磁界に対して $-\frac{\pi}{2}$ の位相差をもっている。

ピーラの位置附近において 中心から r の位置にある電子のうける磁界の強さは

$$H = H_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-n}$$

である。

この磁界中で電子に強制振動を与えるために、(3.2.2)式の

$$H_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-n} \sum_{m=1}^{\infty} \delta_m \sin(m\theta + \alpha_m) \text{ の追加磁界を与えると、そのために、}$$

電子の振動の振巾は

$$x_a = r_0 \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m \sin(m\theta + \alpha_m)$$

だけ拡大する。

さきにのべたように 追加磁界の合成値は 基本波に対して 各高調波成分の位相差を $\alpha_m = -\frac{\pi}{2}$ と仮定すれば

$$\begin{aligned} x_a &= r_0 \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m \sin\left(m\theta - \frac{\pi}{2}\right) \\ &= r_0 \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m \cos m\theta \\ &= r_0 \left(\frac{\delta_1}{n} + \frac{\delta_3}{8+n} + \frac{\delta_5}{24+n} + \dots \right) \\ &> r_0 \frac{\delta_1}{n} \end{aligned} \quad (4.1)$$

となり、電子銃の位置を $\theta = 0$ とすれば ピーラの位置は $\theta = \pi$ である。電子が この $\theta = \pi$ 附近にきて 追加磁界として

$$\delta_1 H_0 = x_a \cdot \frac{n}{r_0} \cdot H_0 \quad (4.2)$$

の磁界が加えられたとすれば 電子は ピーラの近くの位置まで移動する。

次に 電子がピーラを通過 するために 実際に どれ位の追加磁界を加えることが 必要かを 計算してみる。

- (1) 安定軌道上にある加速電子に 強制振動をおこさせる追加磁界を加えて 一気にピーラを通過させるために必要な磁界を求めると

$$n = \frac{3}{4}$$

電子銃の位置が磁極の中心から 170 mm

ピーラの位置が磁極の中心から 180 mm

安定軌道半径 $r_0 = 145 \text{ mm}$

安定軌道上の磁束密度 $H_0 = 0.3 \text{ wb/m}^2$

とすれば

追加磁界は (4.2) 式において

$$x_a = 180 - 145 = 35 \text{ mm であるので}$$

$$\delta_1 H_0 = 35 \times \frac{3}{4} \times \frac{1}{145} \times 0.3 = 0.054 \text{ wb/m}^2$$

より 少くとも 大きくなければならない。

- (2) また、電子銃を通過して後、安定軌道より 30 mm はなれた位置にある電子がピーラを通過 するために必要な追加磁界を求めると

$$x_a = 5 \text{ mm であるので}$$

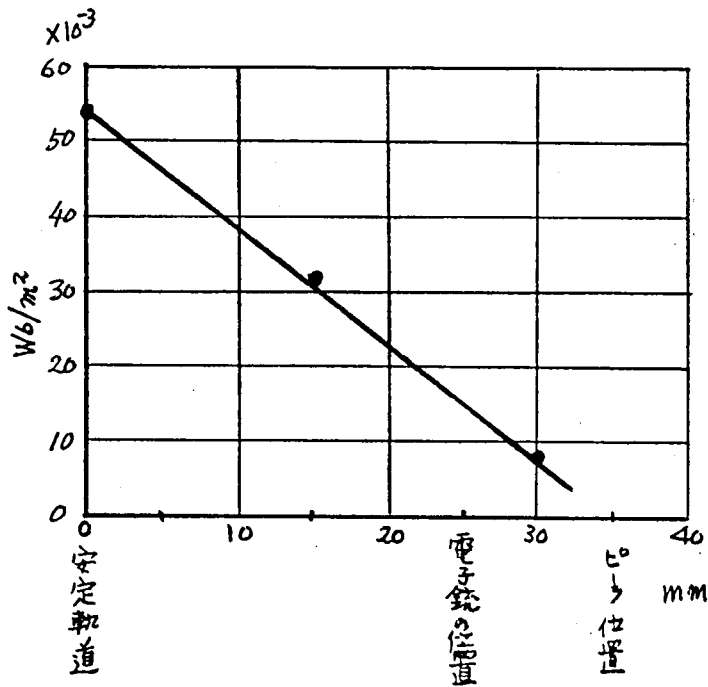
$$\delta_1 H_0 = 5 \times \frac{3}{4} \times \frac{1}{145} \times 0.3 = 0.008 \text{ wb/m}^2$$

より 少くとも 大きな追加磁界を与えねばならない。

したがって この装置では 実際上は この2例から $0.01 \text{ wb/m}^2 \sim 0.05 \text{ wb/m}^2$ の範囲の追加磁界が最適条件をうるために必要である。

第4-6図は 加速電子がピーラを通過 するために必要な最小追加磁界を曲線にかいたものである。

しかし 以上の計算は 軌道の拡大に必要な磁界と、強制振動に必要な磁界によって n の値は変化しないとの仮定の下で行った。電子流がピーラを通過するまで $1 > n > 0$ の拘束条件をできるだけくずさないよう



第4-6 ピーラを通過させるために必要な電子の位置と最小必要追加磁界

にしなければ n の変化につれて電子の自由振動が変化し ベータatron振動が不安定となって、電子振動の振幅が増大し、電子流の一部が 加速管壁に当たって 消滅する電子が多くなるので注意を要する。

図-2 Center Fieldをかえて安定軌道上の H_0 をかえない方法

第3章のエキスパンション制御においても用いられた方法であって、軌道上の H_0 をかえると n の変化をとめない 電子流の振動が 複雑になり、電子流がピーラを通過する効率が悪くなる。そのためこの方法によってCenter Field のみ変化させて 電子流を ピーラの位置まで 移動させる。

$\phi = 2\pi r_0^2 H_0$ の関係において 磁極の Center Field が変化すれば ϕ は大きくなり、構造上、 r_0 の増大とともに 少し小さくなるだけで H_0 をほとんどかえずに r_0 を 拡大することができ たえず $1 > n > 0$ の条件を維持し 電子流をピーラの穴に送り込むことができる。

この電子の振動は、拡大前の強制振動と自由振動の和に ほぼ等しいと見做しても差支えない。

しかし、ピーラが電子銃よりも中心から遠くにあるときには、電子軌道拡張によりピーラに電子流が入る前に、電子銃に突当って電子が失われてしまい電子線出力が低下する。そのため、電子銃、ピーラの位置、軌道拡張磁界との関係を最適の条件に組み合わせる必要がある。

③ 電子線取り出し加速管の構造と性能

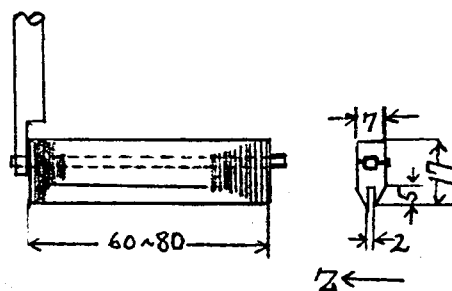
③-1 ピーラの材料と構造

ピーラ用の材料として 非常に高い磁束密度まで 飽和しない高導磁率の、固有抵抗の高い合金（例えば鉄、コバルトの合金であるパーメンジュール）を使用する。磁極の磁場により発生する渦電流のためにピーラ中に発生する熱をおさえるため 第4-7図に示す断面になるよう磁気材料を打抜いて その一枚一枚をマイカで相互絶縁し、積み重ねる。その寸法の大略を 第4-7図に示す。

このピーラの構造では 溝穴の先端近くでは、磁力線が入り込んでその近くを通る電子は ふたたび 加速管に追いかえされたりして、ピーラを通りぬける電子線出力が減少し、能率が低下する欠点がある。

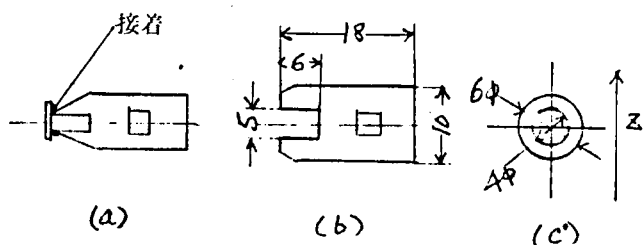
第4-8図に示すように ピーラの溝端しを磁性材料でフタをすとか、横縦の寸法比をかえるとか、磁気材料中央貫通形の円筒状にすとかして、電子流を多く貫通させ 出力の増大を計る。

しかし、何れも一長一短がある。その中、第4-8図(c)は内筒内部において 磁界と平行な形となり、内部に入った電子は曲げられずに 電子流の貫通は 良好である。



第4-7図 ピーラの各部寸法

このようなピーラの重量は 相当 重いため、 比較的強固な保持の方法を必要とする。 筆者 は 真空封入後も ピーラの位置の移動調節ができるように ベロに取付ける方法を用いた。



第4-8図 各種ピーラの断面

図-2 ピーラの位置と出力の関係

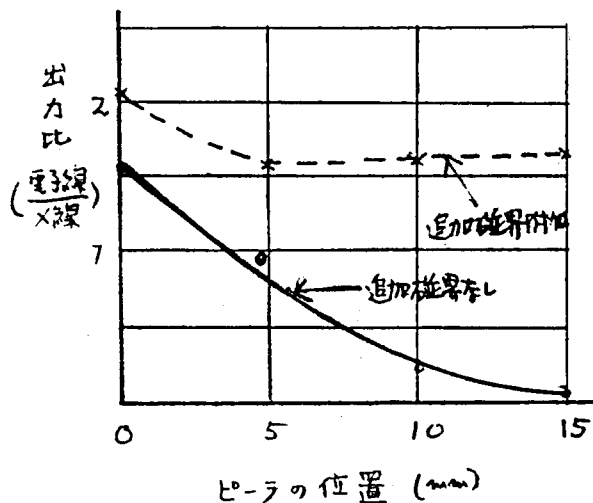
図において 電子流の振動とピーラとの関係について考察したが ベロの調節によって ピーラ的位置をかえた 電子線とX線出力の変化の関係の状態を第4-9図の曲線に示す。

この図において横軸は 加速管のピーラの位置調節用ベロを最も長くした位置を0として、ベロを縮めて行って中心から離れる方向を正の値にとったものである。

追加磁界を加えない曲線Cは ピーラ的位置が外壁に近づくにしたがって X線出力は増大しても 電子線出力が 減少する傾向を示している。

加速管の外壁近くにピーラをおけば、ピーラによる磁場の乱れに原因する安定軌道上の電子流の乱れは、ほとんど、おきない利点がある。しかし、加速電子の軌道を拡大して、電子流をピーラに導入する時には、その位置にあるピーラでは、電子がピーラに導入される以前に電子銃に衝突して消滅してしまう確率が大い。ゆえに、ピーラを通過させずに発生させるX線出力は多く、それに対して、ピーラを通過させて取り出す電子線量は少い結果になる。したがって、ピーラは それらを考慮した最適の位置におく必要がある。

したがって、このような欠点をなくするために、電子を拡張して後に、 $1 > n > 0$ の電子収束の条件を損はない程度に電子流に強制振動を与える追加磁界を加えれば 第 4 - 9 図の曲線に示すように、ピーラの位置全域に亘って 電子線出力と X線出力の比が 同時に改善されて何れの場合にも最適の状態 で装置が安定な性能をもつことになる。



第4-9図 ピーラの位置と出力比との関係

図-3 電子線取り出し窓の材料と電子線出力

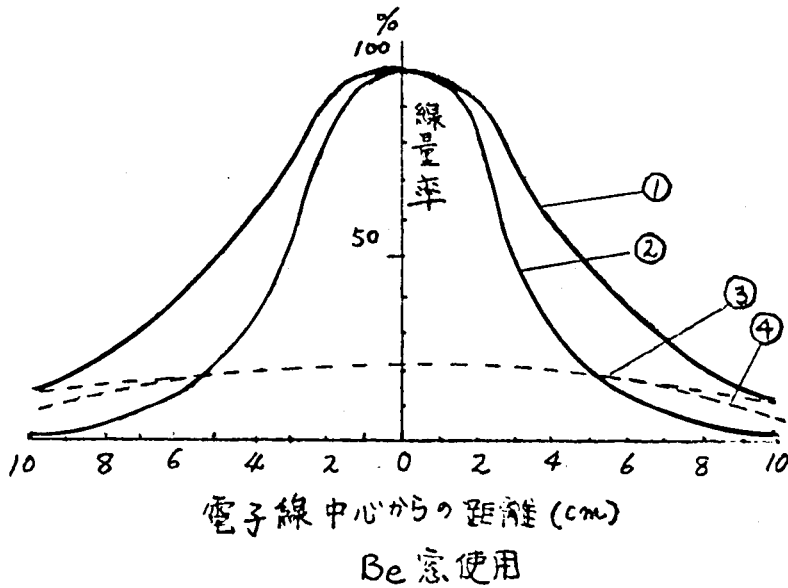
第 4 - 5 図の例で示す場合の電子線取り出し窓の材料として 電子線の窓を電子が通過する際の減弱を比較的少なくするために、0.5mm厚さの Be 窓、または、0.5mm厚さの Ti 窓を使った。他に、0.03mm厚さの Ni 窓を使った例もある⁽⁸²⁾。筆者は 0.5mm~1mm程度のノーネックス硬質ガラス窓を使って電子線出力を出す実験を行ったこともある。

第 4 - 10 図は 電子線の取り出し窓から 80 cmの所に線量計をおいて測定した例である。

Be 窓を通過した電子は 窓を通過するときと空気中を飛ぶときに 多少の散乱をおこすが それでも この曲線は 相当鋭い角度分布を示す。いいかえれば 全面にわたり その線量分布は均一でない。

Ti 窓を通過した電子線は 中央部と周辺部ではその線量分布には差は

少なく、Be窓にくらべて 散乱の多いことを示している。



- Be窓の場合：① 水平方向の分布
 ② 垂直方向の分布
 Ti窓の場合：③ 水平方向の分布
 ④ 垂直方向の分布

第4-10 80 cmの距離における電子線の角度分布

第3節 加速管から取り出し後の電子線の測定⁽⁷⁴⁾

Ⅱ 線量測定と電子線強度

Ⅱ-1 線 量 測 定

高エネルギー電子線の線量測定法で まだ最適のものであると認められるものがないことは 高エネルギーX線の場合と同じである。

Laughlinはキャップをかぶせたビクトリーン社の250r用指頭電離槽とファラディゲージ (Faraday Cage) による電子流との相互関係について報告している。⁽⁸³⁾ それによれば17.3 MeVでは1 r (レントゲン) は $0.44 \times 10^{-11} \text{ coulomb/cm}^2$ に等しく、これは $2.75 \times 10^7 \text{ electron/cm}^2$ の線束に あるいは 760 eng/cm^2 に相当する。

この値は 制動輻射によるエネルギー損失の 小さい要素を除いて 吸収された総線量である。

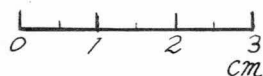
これは 約 76 ion pair/cm の電離能に基づいた単位体積当りのイオン創生に変換できる。このようにして測った r (レントゲン) は空気中で 1 e.s.u./cm^3 に等しい。

筆者は ビクトリーン社製の 602, 605 または 606 プローブとラドコンを用い、電子平衡を得るために 1.5 cm^3 のアクリル樹脂のキャップをそのプローブにかぶせて測定した。

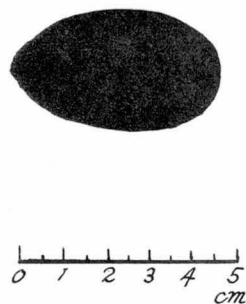
この値は 電離槽が水中で最大の電離の状態に達する深さに等しい e.s.u./cm^3 の値と本質的に等しい、すなわち 電子平衡の状態が得られるものである。

①-2 電子線出力

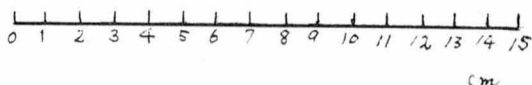
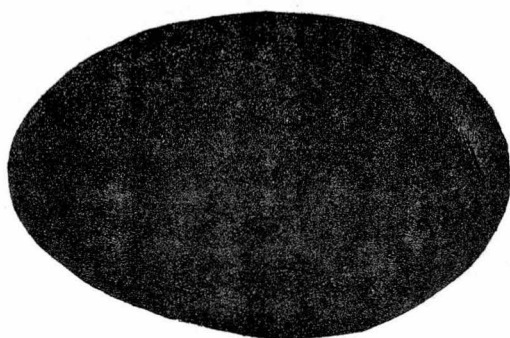
加速管中のピーラを通過して出てくる電子線は Be 窓を通過して空気中に飛び出すのであるが、そのとき、もはや、磁場による収束力はなく、途中の空気原子との衝突と散乱のために、しだいに拡散してゆく、この状態を第 4-11 図、第 4-12 図、第 4-13 図に示す。



第4-11図 取り出し口位置の15MeV
電子線の断面 (窓: Be)



第4-12図 取り出し口から空気中
30 cmの距離における
15MeV電子線の断面
(窓: Be)



第4-13図 取り出し口から空气中80 cmの距離における
15MeV電子線の断面(窓:Be)

この写真は いずれも 電子線の進む方向に対して直角にフィルムをおき 窓に密着しておいた場合、窓から30 cm離れた場合、窓から80 cm離れた場合における電子線のエネルギーと電子線出力の関係を撮影したものである。

この写真からわかるように 加速管から出てくる電子線は、中心線に対し 完全には 左右対称でないことを示す。

これは 電子線の走行中に 主磁束の漏れ磁界の存在によって 電子線が 中心方向に曲げられるためである。この曲げられ方は 磁界分布、窓の材料、電子のエネルギーなどによっても変わる。

また、電子線分布の状況は すでに、第4章第2節において 取り出し窓の材質によって ちがうことをのべた通りであるがWilliamsによれば その電子線の角度分布は充分小さい角については 半価角 λ をもつ 誤差曲線によって表わされることをのべている⁽⁸⁴⁾。

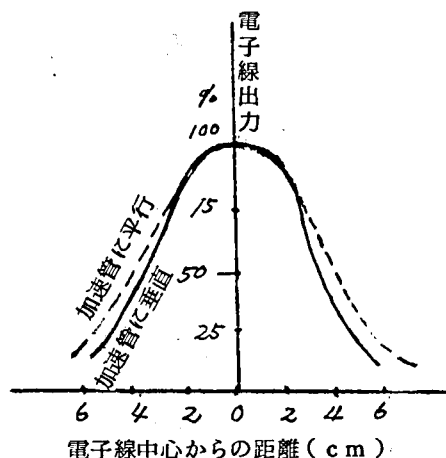
第4-14図は 島津製作所において現在つくっている24 MeVベータトロンにてとった角度分布曲線で加速管の垂直面に対しては実線、また加速管に平行な平面に対しては点線で示したもので 水平、垂直に対する 分

布がそれぞれ非常に異なっていることが第4-10図の例と同様よくわかる。

なお、この出力には加速管中で加速された電子がそのまま窓を通過してくる、いわゆる β 線と、窓の材料の原子に加速電子が衝突して発生する制動X線との2つが混在している。

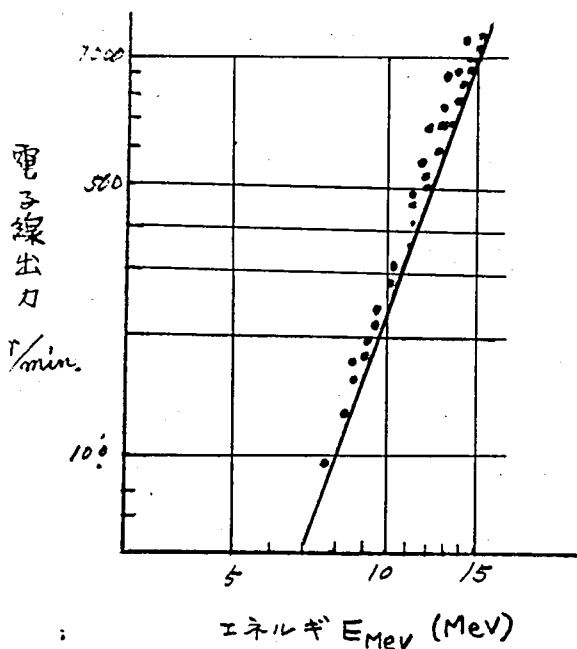
第4-15図は窓から出てくる電子線の出力の対数と電子エネルギーとの関係を示し、この範囲ではその関係はほぼ直線的である。

さらに第4-16図は24MeVベータトロン装置における電子線出力の対数と電子エネルギーとの関係を示す。



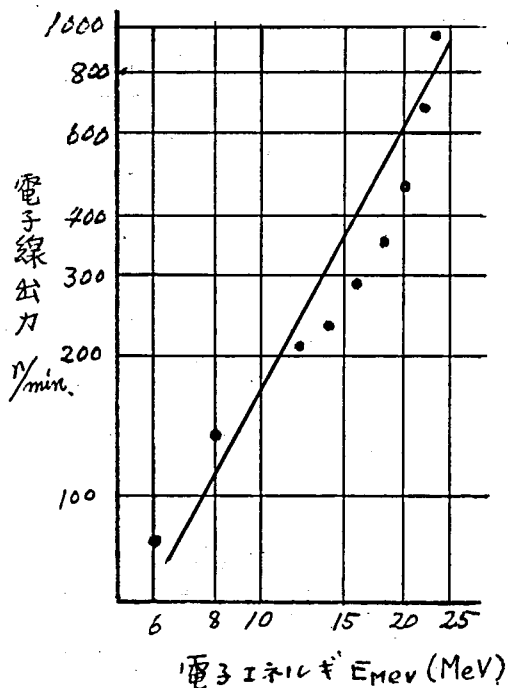
第4-14図

1 mの距離における電子線の角度分布
(24MeVベータトロン)



第4-15図

電子線出力とエネルギーとの関係
(15MeVベータトロン)



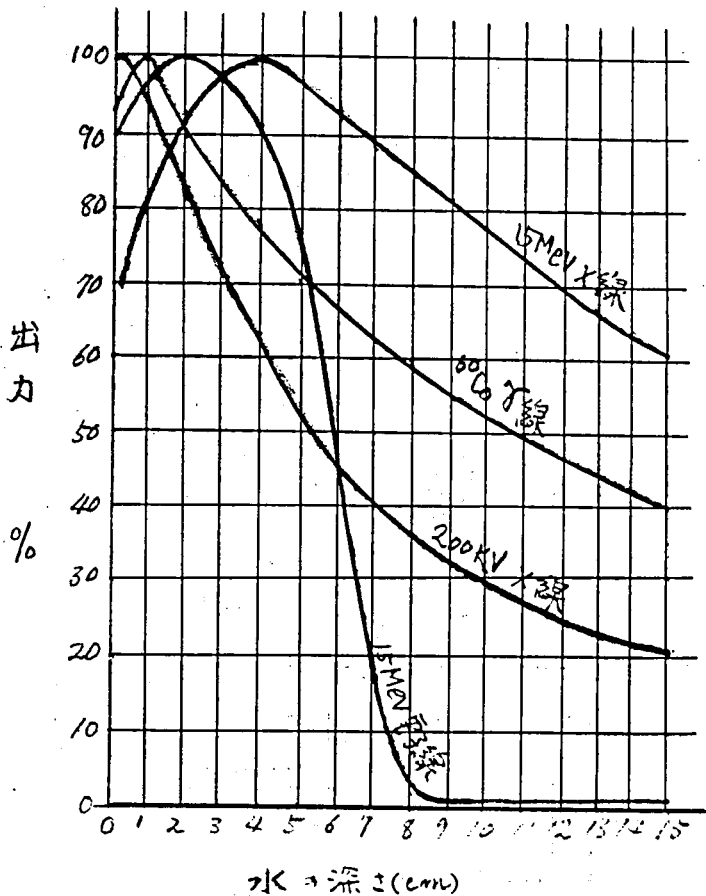
第4-16図 電子線出力とエネルギーとの関係

(24MeVベータトロン)

K. Gund らによれば 窓から出てくる電子線の空気中の減弱は 磁極中心からの距離 R_0^2 に逆比例するのでなく、その R_0 と窓からの距離 r_w との積、すなわち $r_w R_0$ の積に逆比例することをのべている。⁽⁸²⁾

② 電子線の吸収

第4-17図は 筆者の製作したベータトロンからのX線ならびに電子線とX線装置からのX線および ^{60}Co からの γ 線を用いて実測を行った結果であって横軸に水中における水の深さ、縦軸は出力（線量率）を%であらわした吸収曲線である。



第4-17図 15MeV電子線, 200kV X線, ^{60}Co γ 線
15MeV X線の水中における吸収の比較

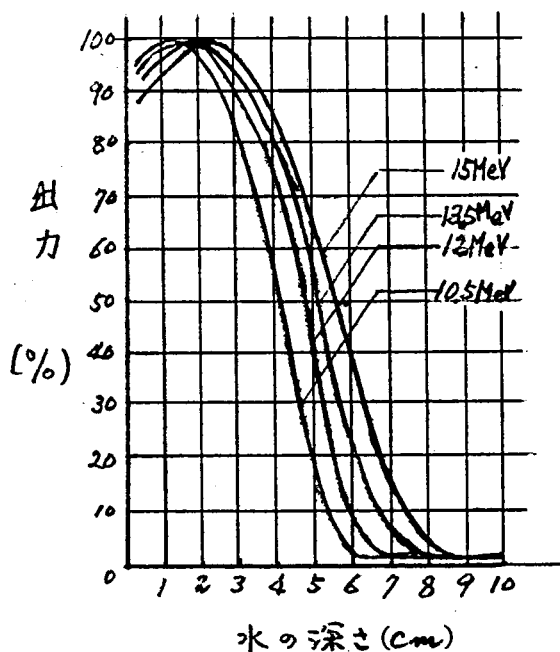
測定法は 第4-5図に示す通りである。この図における⑨は 厚サ 0.5mmの紙を素材として、大きさ 縦15×横20×深さ15cmにつくった容器である。

この中に水を満し、線量計のプロープ⑨を入れ、電子線ビームの分布の方向に移動して、線量率を測った。

この図で明らかなように ある一定の深さまでは、15MeV電子線は、他の線源と似た変化をしているが、それより深部では急激に減衰し、ほとんど出力が測定できないまでになる。

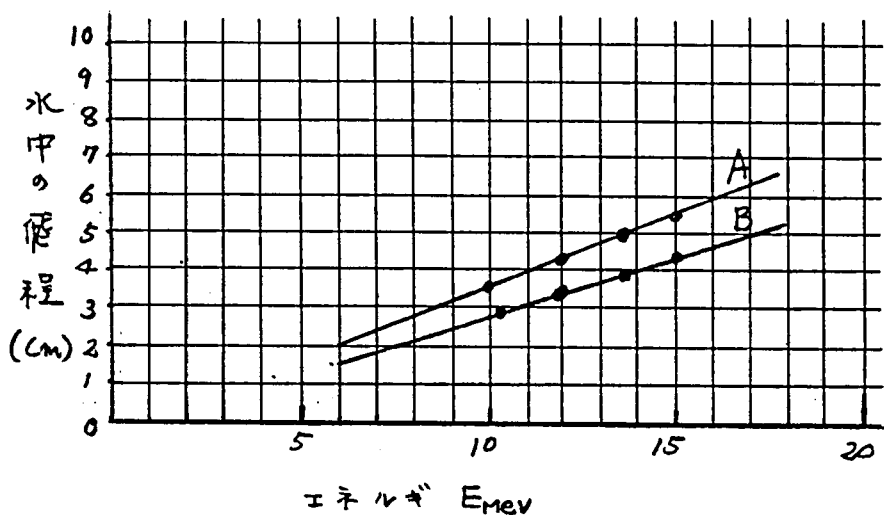
第4-18図は 電子線のエネルギーを変えた場合の水中の吸収曲線である。10.5MeVから15MeVまでのエネルギーの範囲を1.5MeVの間隔で測定したものである。実際は、後述するように照射野、フィルタの種類によってこの吸収曲線は少し変わる現象がある。

この図において それぞれの曲線の尾の部分の傾斜のねていることは、水中と他の所でおきた制動X線が、出力に混在していることを示す。



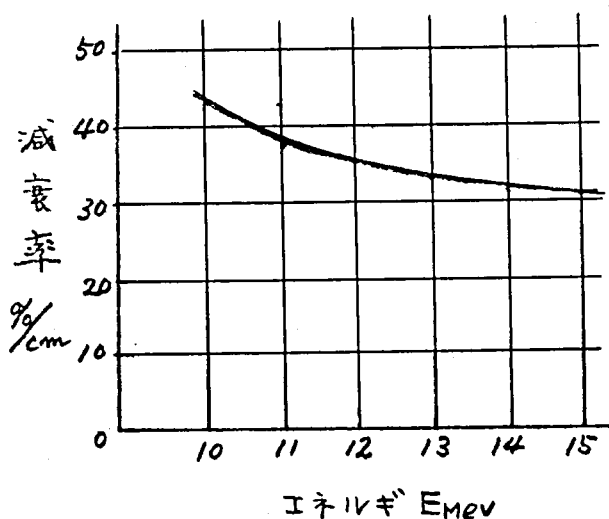
第4-18図 10.5~15 MeV電子線の水中における吸収曲線

次に 第4-19図は 最大深部線量の50%, 80%の吸収をあたえる電子線エネルギーと水の深さの関係を示す。これはベータトロンからの電子線を医学的治療に用いる場合、病巣以外にはできるだけ電子線の影響を与えないために用いるべき電子線のエネルギーの選択基準と病巣の深さの関係を与えるものである。



第4-19図 水中における電子線の最大吸収の50% (A) 80% (B)の吸収を与えるエネルギーと深さの関係

第4-20図は 各電子エネルギーと電子線の減衰の傾斜を1 cm 当りの減少の割合 (%/cm)との関係を示す。電子エネルギーが 増大すると減衰率が小さくなる。結局これは電子エネルギーが大きくなればそれだけ電子線が急激に減衰する位置が深くなると同時に最大値の深さの中が広がるため、不用部位に 不用線量を照射せずに治療ができるという電子線のすぐれた特性が 失われていくことを示す。



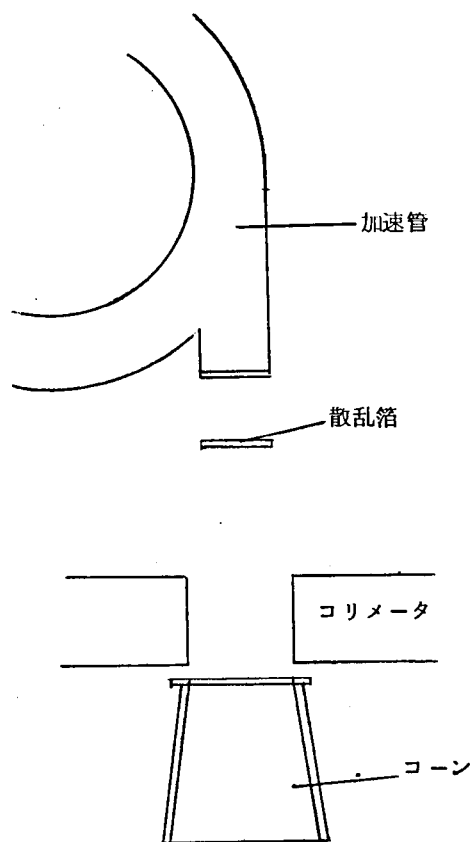
第4-20図 電子線のエネルギーと減衰率 ($\%/cm$) の関係

③ 電子線の等量分布曲線

③-1 電子線の散乱箔

第4-14図に示すように 電子線の角度に対する線量分布状況は、中心部において 非常に高くなる。医学的応用上は、病巣部には 治療目的に沿う十分な線量を与え、周辺の健康部での線量は なるべく少なくするため必要な範囲に放射する電子線をしぼり、かつ、強度分布を平にするなどのいろいろ工夫をする必要がある。⁽⁸⁶⁾⁽⁸⁷⁾⁽⁸⁸⁾

第4-21図は 散乱箔を使用し 中央部において線量分布を平にし、周辺はコリメータおよびコーンで、電子線の放射を制限した例を示す。



第4-21図 散乱箔の位置

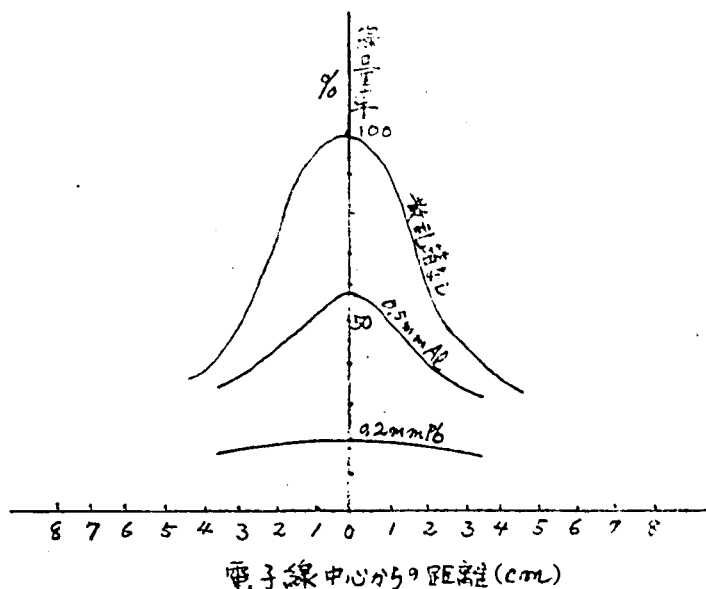
この散乱箔として 鉛，白金，銅などの箔が使われる。

線量分布の半価角 λ は，安定軌道の子午平面に直角な面をなす窓箔によって作られる線量分布の半価角 λ_F と窓箔と平行におかれた散乱箔によって作られる線量分布の半価角 λ_s の二乗の和から成り立つ。⁽⁸²⁾

すなわち， $\lambda^2 = \lambda_F^2 + \lambda_s^2$ で表わされる。

第4-22図は 各散乱箔の材質の種類によって 線量分布がどうかを示す。

散乱箔が鉛である場合は，線量分布曲線は 非常に平な分布になる。



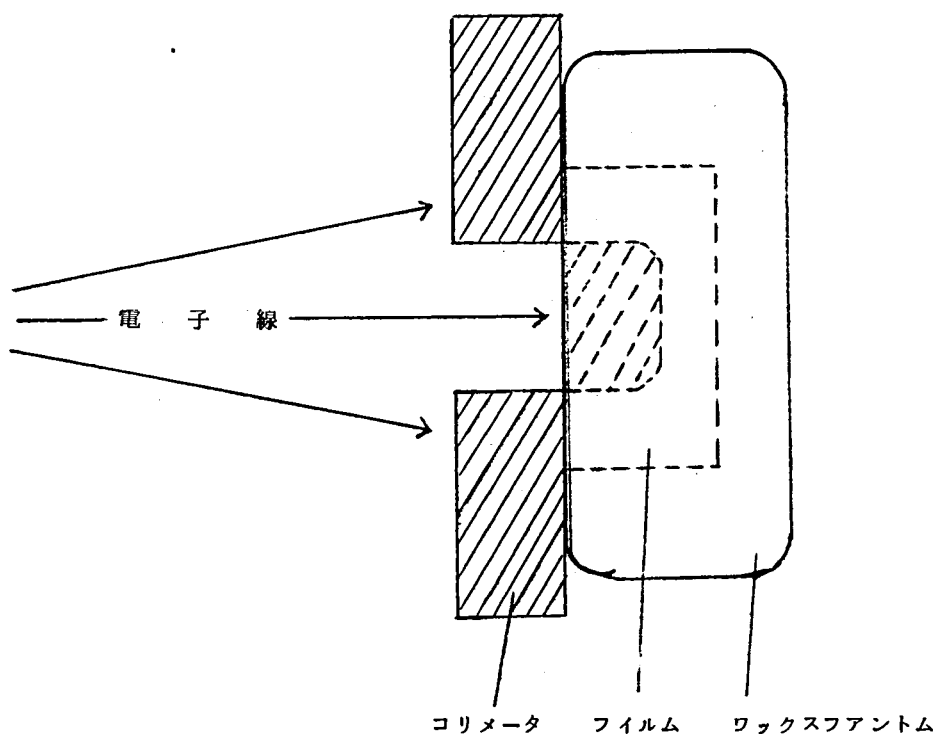
第4-22図 電子の散乱箔の効果

③-2 電子線の等量曲線

電子線を人体に照射した場合の組織中での吸収分布を等価的に推定するために 人体組織に近い密度をもつワックス，ファントムを作成し，これに電子線を照射する。

実験の方法は 第4-5図の⑩の位置に，水ファントムのかわりに第4

— 2 3 図のような人体の横断面に近い形状のワックス・ファントムを置いた。このファントムを上下2つに分割し、フィルムをその間にサンドイッチ状にはさみ、電子線の方法に平行においた。



第4-23図 ワックス・ファントム内の線量分布測定方法

第4-24図, 第4-25図は それぞれコリメータの照射野径を2.5 cmと7.5 cmの2種類えらんで 照射体に照射して, とった写真である。

この写真の特徴は,

(1) 入射電子の方向に対して, 入射口近くにおいては 側方に散乱するものが少ないが, ある深さに達すると次第にその散乱が増加している。

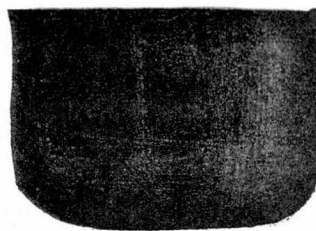
(2) 入射電子の吸収も ある深さに達すると, 急激に減衰している。これらの写真から ファントム中で線量が 等しくなる部分をトレースした, いわゆる, 等線量分布曲線としてかいたものを 第4-26図, 第

4-27図に示す。



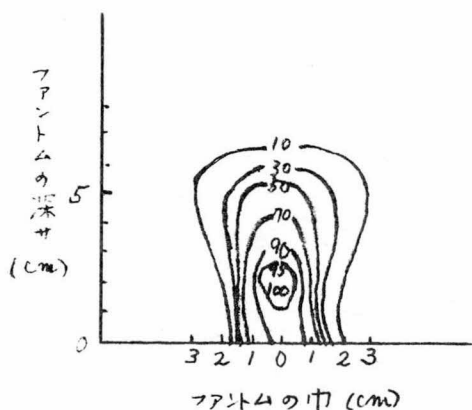
第4-24図

15MeV電子線によるファントム
透過写真 (照射野 2.5 cm 径)



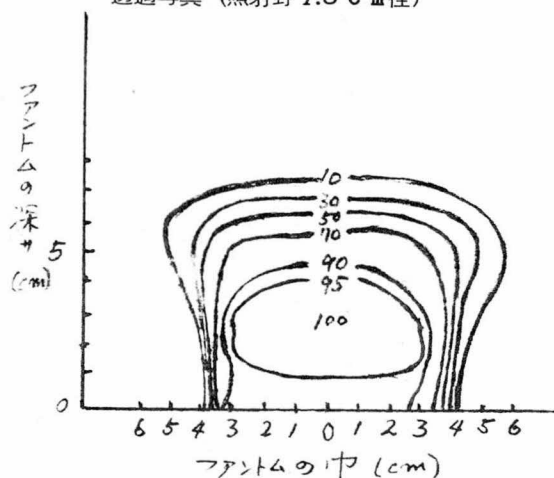
第4-25図

15MeV電子線によるファントム
透過写真 (照射野 7.5 cm 径)



第4-26図

15MeV電子線のファントム内の等量分布曲線
(照射野 2.5 cm 径)



第4-27図

15MeV電子線のファントム内の等量分布曲線
(照射野 7.5 cm 径)

何れの場合も、表面から 2 cm ほどの深さに吸収の最大点が存在する。
この曲線群は いずれも 左右非対称であるのは、照射野の大きさをきめる
コリメータの位置が完全に電子線の放射の中心と合わなかったためであ
る。実際に使用する際は 左右非対称分布になるよう工夫しなければなら
ない。

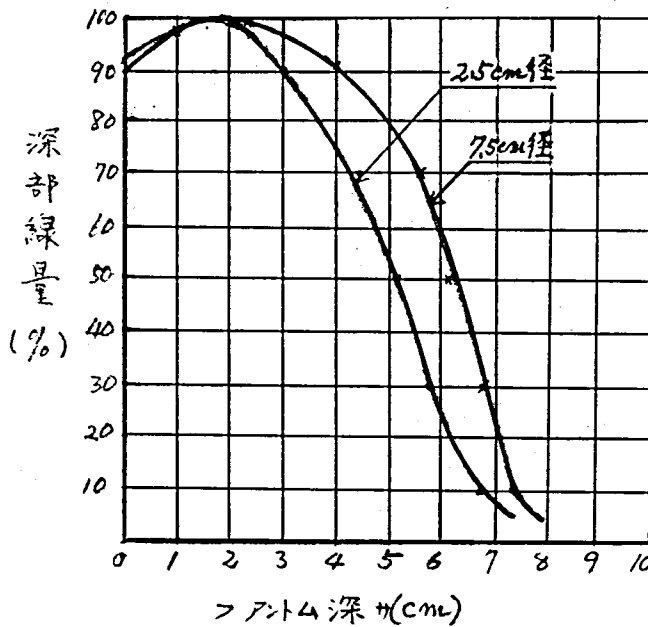
第4-28図は 上記の写真をもとにして、照射野の異なるファントム
中の電子線の減衰曲線をその写真の濃度分布から求めた。

この図から、電子線の通路におかれるコリメータの照射野の大小によっ

て、減衰曲線の傾斜が 変ることがわかる。

一般に、この線量曲線の状況は照射体の組織の密度とその原子番号によってきまる。

15MeVまでの電子エネルギーでは、エネルギー損失は 大体 照射体の組織の密度に比例して大きくなるから、電子の飛程は、その密度の減少に比例して増加する。したがって、比較的大きな原子番号を有する照射体では 電子の吸収の最大点は 入射面に近接してあらわれる。15MeV ベータトロンでは、実際に使用される生物の照射体においては、大体 5 cm 以内の所に 吸収の最大点が在存する。



第4-28図 15MeV電子線の2種類の照射野における
ワックス・ファントム内の吸収曲線

第5節 結 言

本章においては 筆者は 電子線加速管から電子線を取り出す方法として 磁気シャント法を用い 加速管中にピーラを挿入することによっておきる問題点である 次の事項について研究を行い成果を上げた。

(1) 磁場の乱れをおこし 電子軌道を乱すことを防ぐ 電子軌道の拡張

方法と、そのピーラの位置とピーラへの導入時の電子の振動との整合 (matching) についての考察を行った。

- (2) 真空中にピーラが存在するための真空度の低下を防ぎ、かつ磁気飽和をおこさない磁気材料と構造について研究の成果を上げた。
- (3) 取り出し窓の材質による取り出し電子線の出力と分布の変化の関連を明らかにした。
- (4) 取り出された電子の進行途中に散乱箔をおき、電子分布の半価角と、その半価角を調節するための取り出し窓の材質との関連について明らかにした。

つまり、以上の研究の成果によって、電子線加速管の設計とその最適の取り出し条件と制御の方法を明らかにした。

第5章 製造したベータトロン装置の性能検討

第1節 緒 言

今迄の章において、ベータトロン装置の主要部の設計に関する研究についてのべたが、本章においては、その設計研究によって製造された装置の性能を明らかにするとともに今迄の研究の総合を行った。

すなわち、

- (1) 通産省の試験研究助成金を得て研究を行った 15MeV装置の各部の設計例
- (2) ベータトロンから出たX線の物理的な諸性質
- (3) ベータトロン装置の工業的、医学的な応用

について報告を行う。

第2節 製造した装置の設計例

ベータトロン装置を構成する主要各部は 次の通りである。

- (1) 磁極を主体としたマグネット部
- (2) 電源ならびにその操作部
- (3) 加 速 管 部
- (4) 制 御 系 部
- (5) X線および電子線検出用モニタ部
- (6) 機械機構および附属部

などがある。

筆者は、ここで、昭和30年に通産省から試験研究助成金を得て研究した「移動簡易型高出力ベータトロンの研究」

により完成した15MeVベータトロン装置を設計例として、その内容をのべる。

Ⅰ 磁極を主体としたマグネット部の設計

この部分の主体をなすものは、磁極であって、次の構成に分れる。

- (1) 磁極（ウエハを含む）

- (2) ヨーク
- (3) 励磁コイル
- (4) 放射口部
- (5) 附属品

II-1 磁極、ヨークについての設計

(1) 磁極

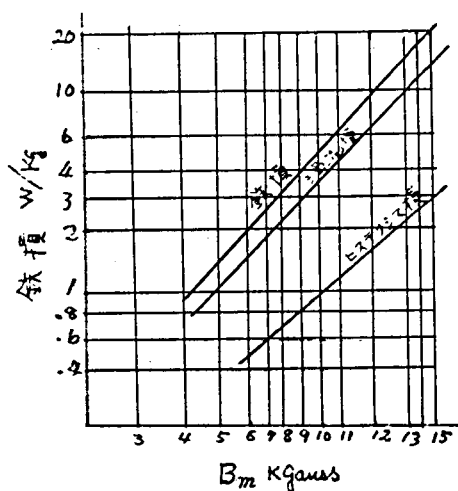
- ① 磁極鉄心に使用する磁気材料の選定は重量、形状を決定する重要な要素である。

磁気材料の選定に必要な因子は、

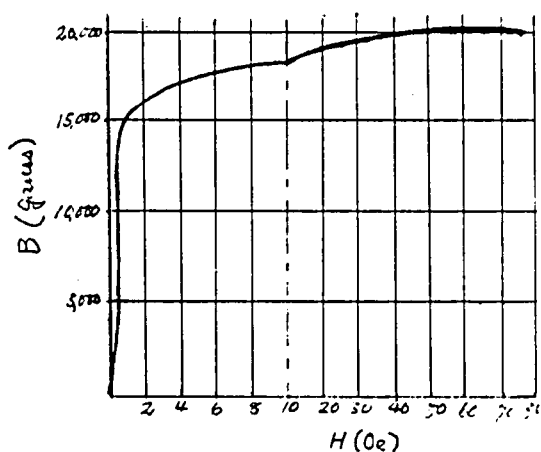
- 磁化の強さ H を大きくとれて、しかも、磁気特性が直線的で $B-H$ 曲線の飽和点の高いこと。
- 周波数 180 c/s に対して 使用磁束密度における鉄損が小さいこと。

などで、とくに 磁極の中心部においては 高磁束密度で使うので、磁気材料の選定は 重要である。

筆者の本磁極の設計に使用した磁気材料は 八幡製鉄製 Y-5 を選定した。この磁気材料の特性を 第5-1図に示す。⁽⁸⁸⁾



(a) 鉄損特性



(b) B-H曲線

第5-1図 八幡製鉄 方向性珪素鋼板 Y-5 の特性

- ② 磁極形状の概略設計を行う前に，①の磁気材料の特性から 磁極の磁束密度を 安定軌道上において $H_0 = 3500\text{gauss}$ 磁極の中心部附近において $H_{rc} = 11500\text{gauss}$ ，安定軌道上の磁極空隙間隔を $\ell_g = 70\text{mm}$ に設定する。

$E_{MeV} = 15\text{MeV}$ のベータトロン装置であるから

第1章第3節図-1に従い

$$r_0 \doteq 140\text{mm}$$

第1章第3節図-2に従い

$$n = \frac{3}{4} \text{ として, } r_c, \text{ 磁極の形状を決定する。}$$

第1章第3節図-3に従い

r_p ，加速管の形状をきめる x/z を決定する。

第1章第3節図-6に従い

中心空隙 ℓ_{rc} を決定する。

- ③ 以上のデータを基礎にして 磁極形状の細部の決定と修正のための検討を次の方法で行う。

- 概略設計により得られた諸元をもった模型をつくり電解槽実験をくりかえし，修正を行う。(第1章第4節Ⅰ)
- 磁極の最適磁束分布を想定し，磁極形状の実験式をつくり，修正をくりかえす。(第1章第4節Ⅱ)

- ④ 磁極部の構造については第1章第5節Ⅲにおいてのべた方法により設計を行う。

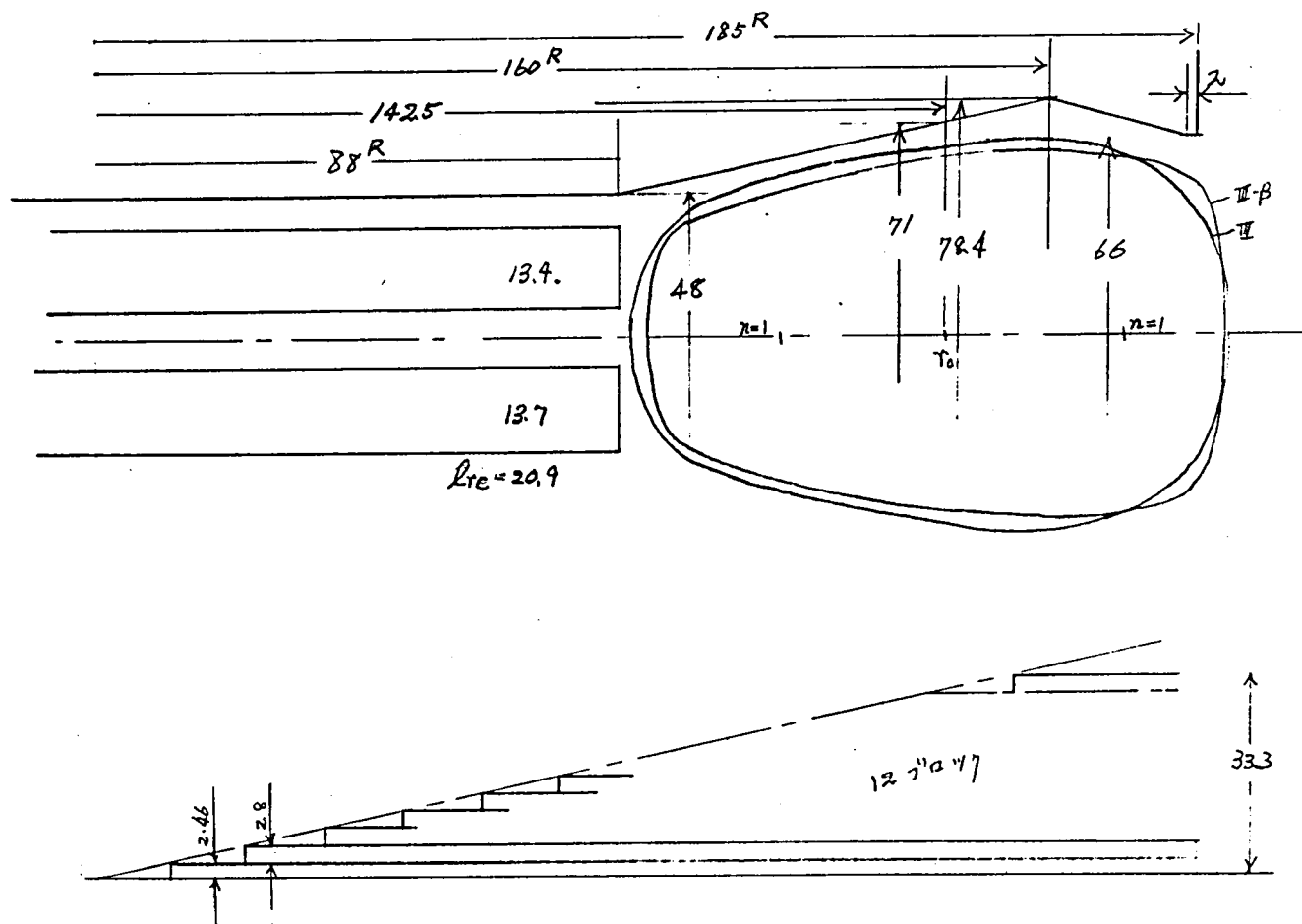
第1章でのべたその他の諸条件を加味し修正を加えて，最終的に決定した磁極の概略を示す。

第5-2図に 磁極の形状と構造の大略

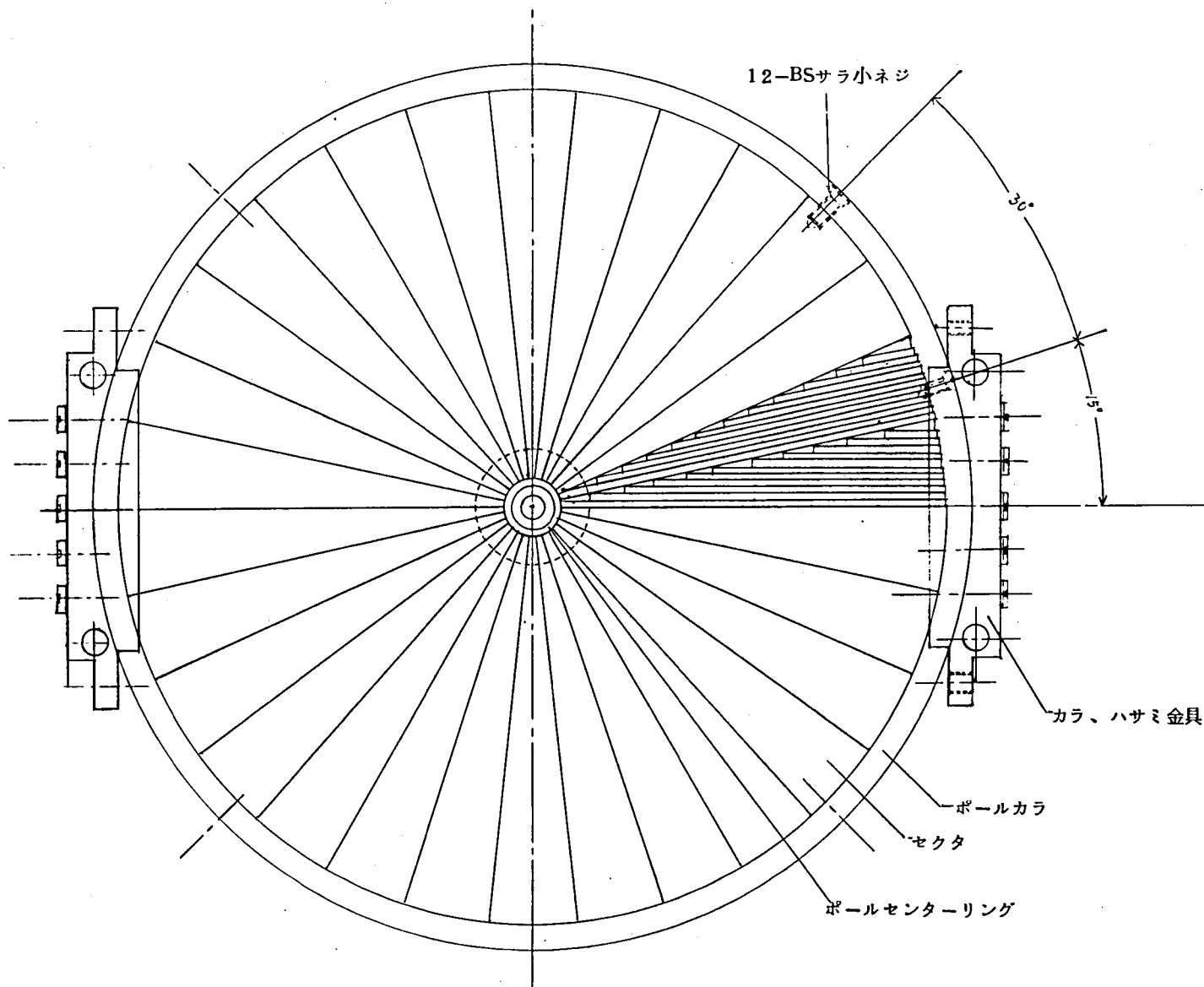
第5-3図に 磁極構造の側面図

第5-4図に 磁極構造の平面図

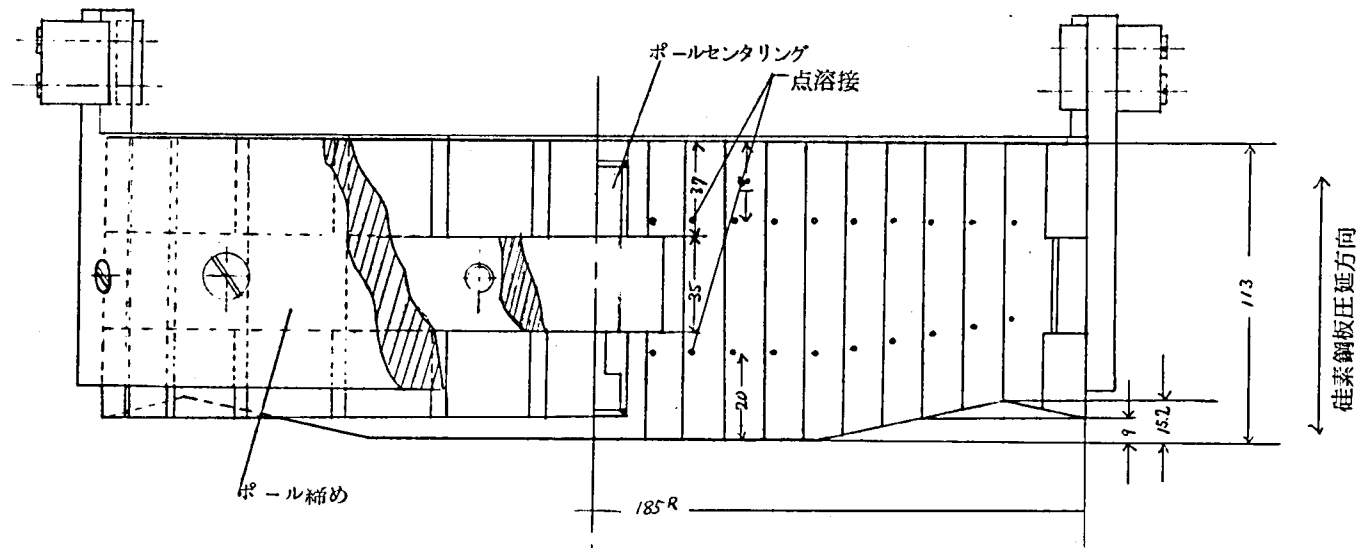
第5-5図に 半径 r と磁束密度との関係



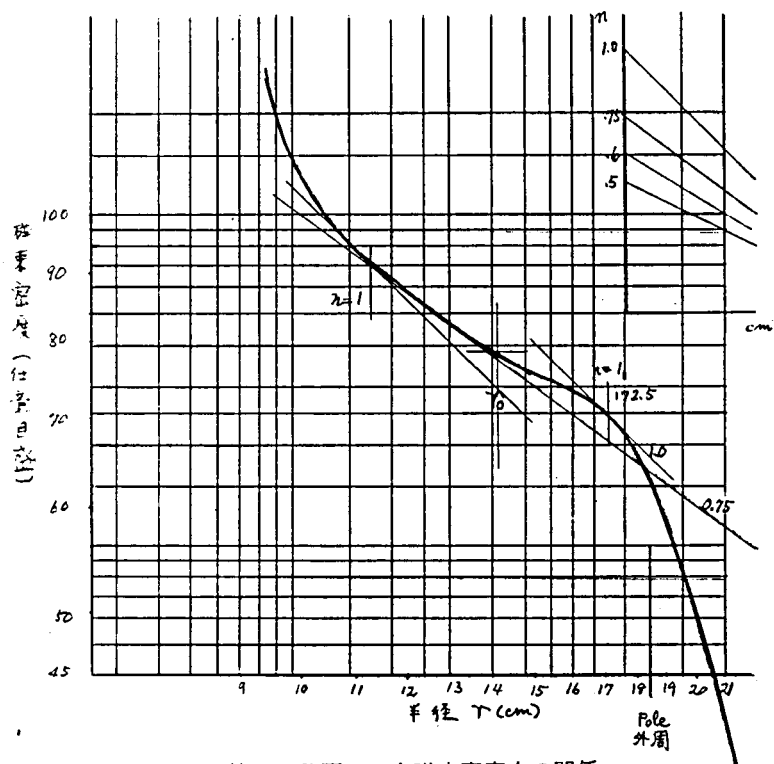
第5-2図 磁極の形状と構造



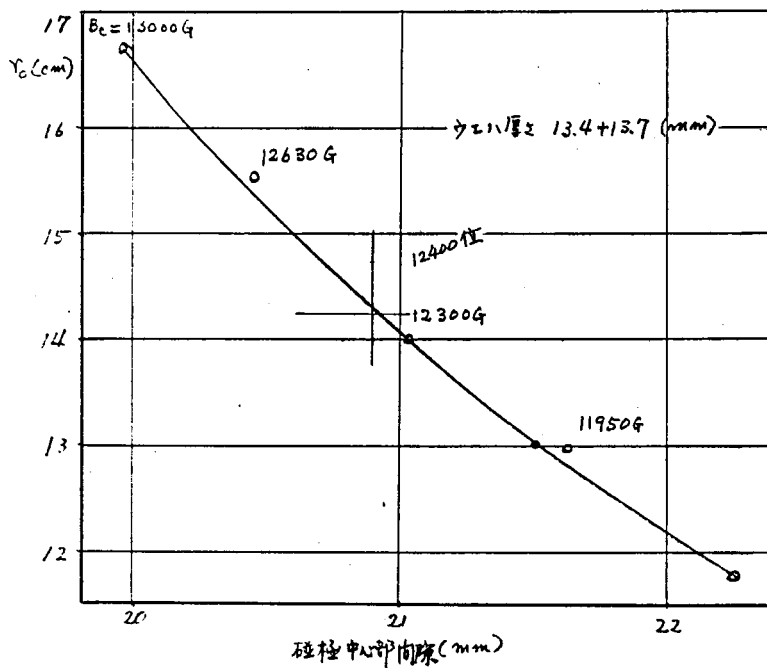
第5-3図 15MeVベータトロン磁極 (平面図)



第5-4図 15MeVベータトロン磁極 (側面図)



第5-5図 r と磁束密度との関係



第5-6図 Center Gap, r_0 , ウエハ厚サとの関係

第5-6図に 磁極中心部の空隙と安定軌道半径 r_o , ウエハの厚
サとの関係

を示す。磁極, ヨークの総重量は 約 1500kg である。

決定されたその主要部分の数値をあげれば 次の通りである。

- 安定軌道半径 $r_o = 14.2 \sim 14.5 \text{ cm}$
- 安定軌道上の磁界の強さ $H_o = 3560 \text{ gauss}$
- 安定軌道上の磁極間隔 $\ell_g = 70 \sim 71 \text{ mm}$
- 磁極の直径 $2r_p = 370 \text{ mm } \phi$

(2) ヨーク

磁極を通る磁束は 安定軌道 $r_o = 14.5 \text{ cm}$ $H_o = 3560 \text{ gauss}$ と
すれば安定軌道の内側においては 第1章第5節図-1より

$$\begin{aligned}\phi_o &= 2\pi r_o^2 H_o \\ &= 0.047 \text{ wb}\end{aligned}$$

また, 磁極全域に亘っては, 磁極の外側半径 $r_p = 18.5 \text{ cm}$ とすれば

$$\begin{aligned}\phi_{\text{total}} &= \phi_o + \int_{r_o}^{r_p} 2\pi r \cdot H_o \left(\frac{r}{r_o}\right)^{-\frac{3}{2}} dr \\ &= 0.078 \text{ wb}\end{aligned}$$

となる。次に第1章第5節図を参考にして, 形状, 断面積を決める。

① 断面積 (珪素鋼板のスペース・ファクタならびにエア・ダクトを含
めた面積)

$$170 \times 350 \text{ mm}^2$$

② 鉄の有効断面積

$$170 \times 310 \text{ mm}^2$$

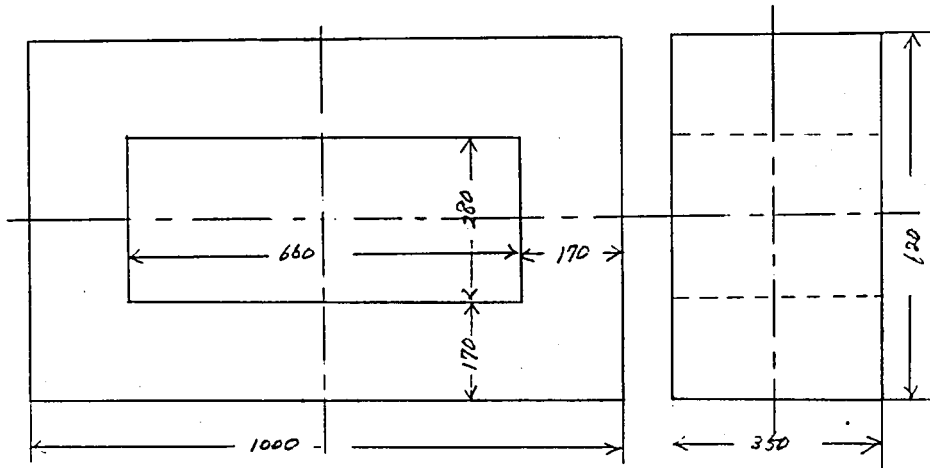
③ ヨークの磁束密度

第1章第3節図-9より

$$H = \frac{0.078}{2 \times 0.17 \times 0.31} = 7400 \text{ gauss}$$

第5-7図は その主要部分の寸法を示す。エア・ダクトについての

構造は，第 1 章第 3 4 図に示した。



第5-7図 ヨークの各部寸法

II-2 励磁コイルの設計

エネルギー $E_{MeV} = 15MeV$ を発生させるためには

- ① 安定軌道上の上下磁極間隔 $\ell_g = 70mm$ $H_0 = 3560 gauss$ であるから この部分に必要な起磁力は

第 1 章第 3 節図-5 より

$$NI_e = 0.8 \times 7 \times 3560 = 1.99 \times 10^4 \text{ A.T.}$$

- ② 磁極とヨークの間に 3 mm 程度の空隙を設けるので，この部分に要する起磁力とヨークを励磁するに必要な起磁力を加えると平均の磁場の強さを 10000 gauss として

$$NI_e = 0.8 \times 3 \times 10000 = 2.4 \times 10^4 \text{ A.T.}$$

- ③ コイルの全回数を 160 T であるとすれば，実効値であらわされた励磁電流は

$$I_e = \frac{2.4 \times 10^4}{\sqrt{2} \times 160} \doteq 104 A_{eff}$$

となる。

コイルの構造は 180c/s の周波数を考慮して、 1.0ϕ のホルマール線を 37 本より合わせたリッツ線を使用して

コイル導体の断面積 約 29mm^2

コイルの電流密度 約 3.5A/mm^2

第 5 - 8 図は 励磁コイルの構造の大略を示す。

□ - 3 冷却用ブロアの設計

ブロアの定格は、上、下各々 1 ケを使用し

① 風 量 $13.5\text{m}^3/\text{min}$

② 馬 力 0.65HP

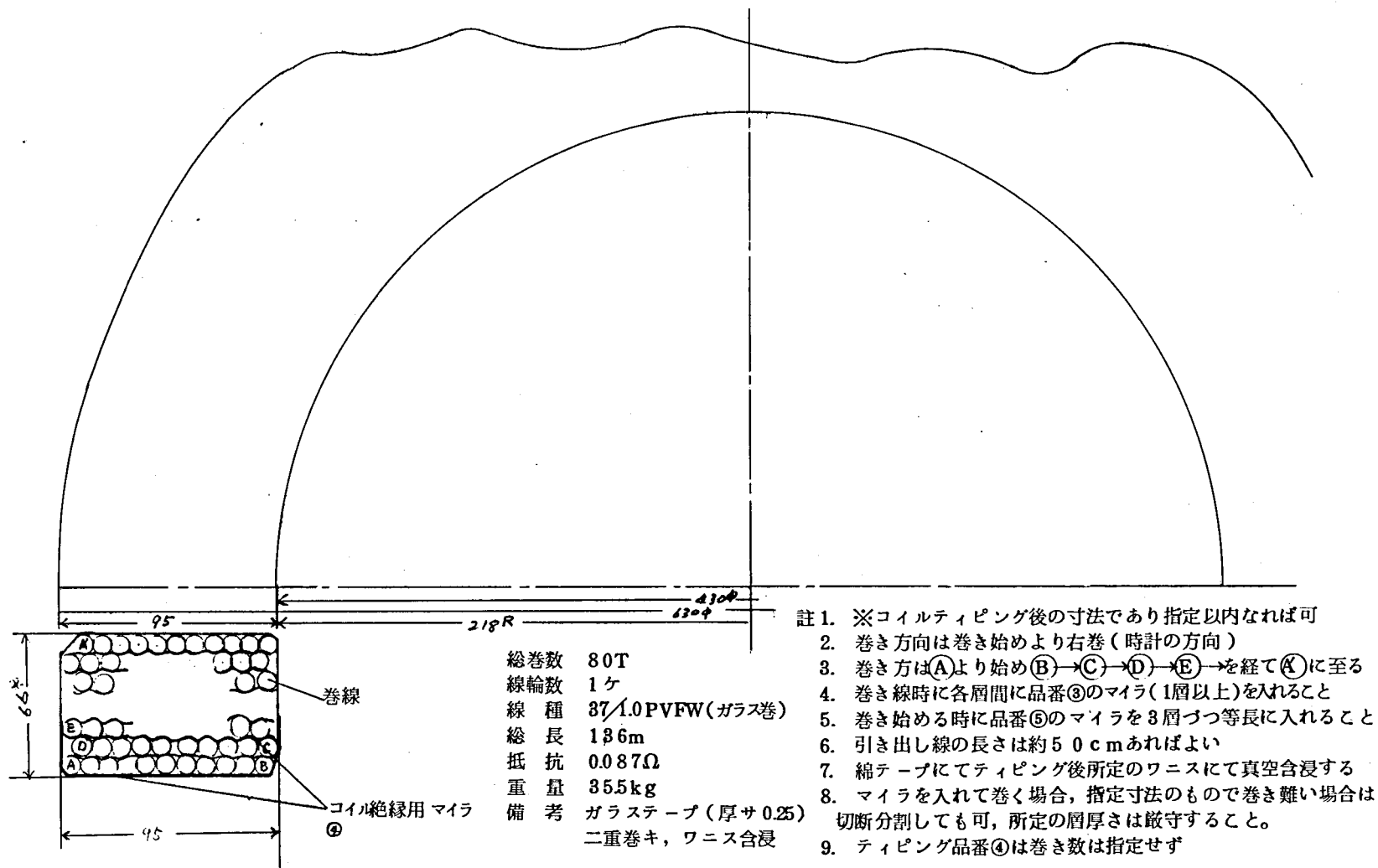
③ 回転数 3560r.p.m

各部の温度上昇は 磁極、ヨークにおいて 約 $+20^\circ\text{C}$

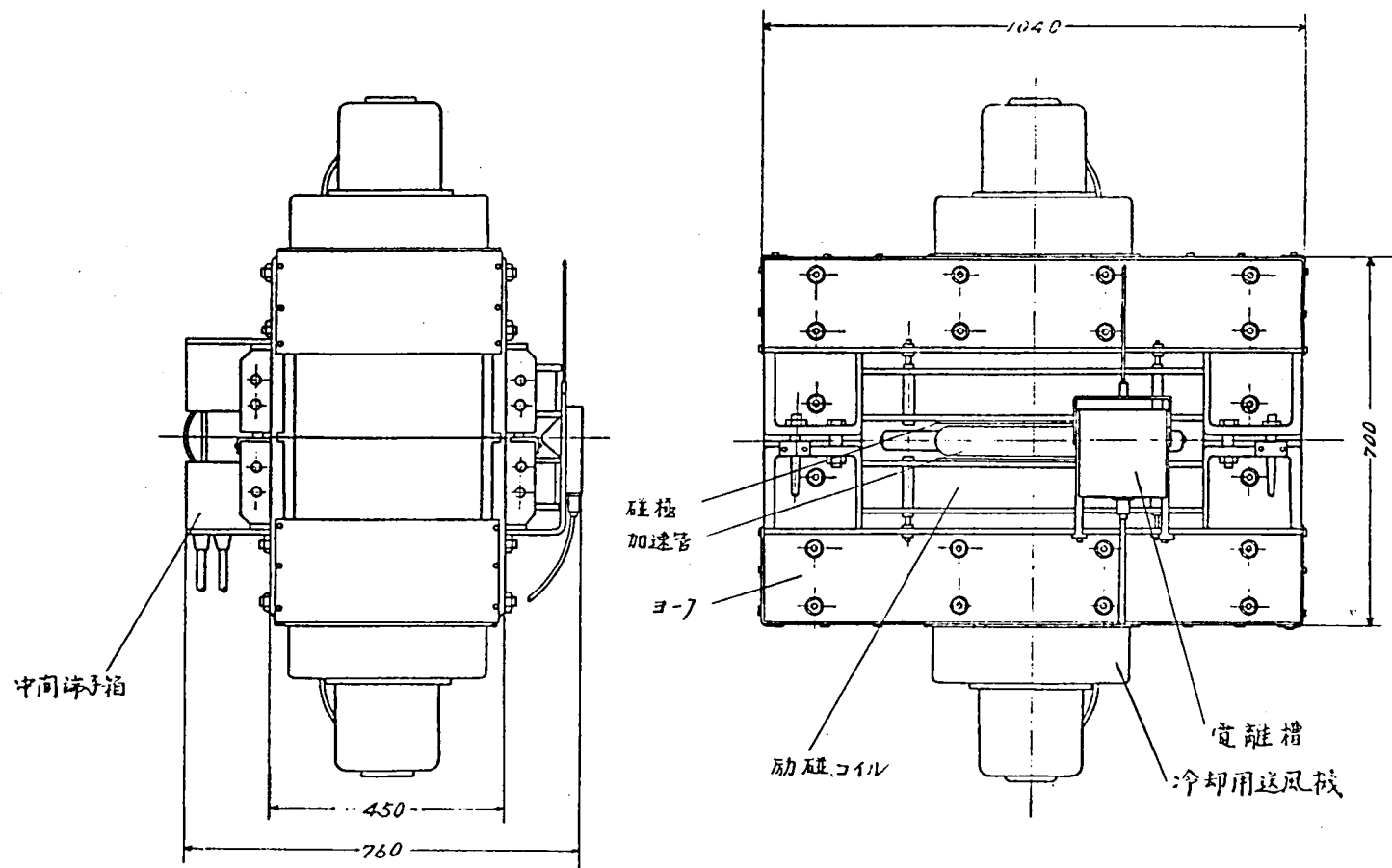
コイルにおいて 約 $+60^\circ\text{C}$

を予定した。

第 5 - 9 図は、磁極、ヨーク、冷却用ブロア、線量計モニタなどを取付けた外觀図を示す。



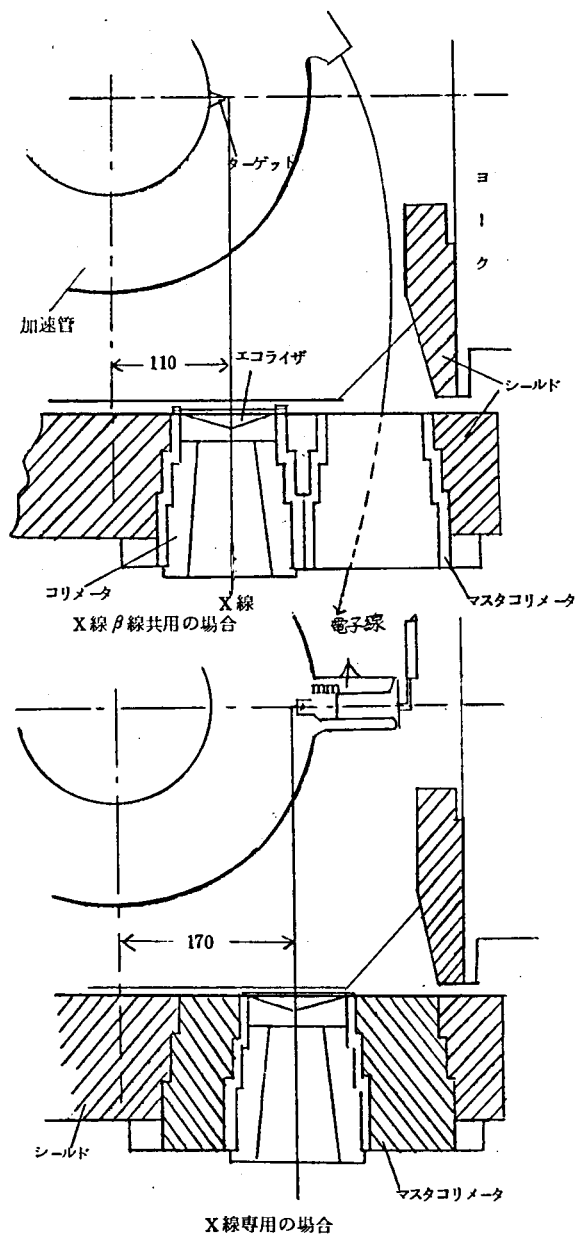
第5-8図 励磁コイルの構造の大略



第5-9図 15MeV装置の構造外観図

Ⅱ-4 放射口部と附属部⁽⁹⁶⁾

加速管から 取り出される X 線と電子線は 取り出し口の構造と附属品によって、その性質に影響をうけるので重要な部分である。第 5-10 図は 加速管 マグネット、取り出し口附近の関係を示す。



第5-10図 取り出し口附近の構造

(1) 散乱線防護用鉛シールド

主X線ビームに対して周囲からの散乱漏洩X線は $\frac{1}{200}$ になるように設計を行う。そのシールド材として、120mm厚サの鉛を用いる。

(2) コリメータ

X線，電子線照射の範囲をさめるもので，用途によって放射角を調節する必要があるので 各種寸法のコリメータの取り付け可能な構造にする。

第5-11図(a)(b)(c)は工業用15MeVベータトロン装置の一例である。

② 電源および電源操作部

180c/s 電源として使用する周波数3倍変圧器とその操作部の設計については，第2章において詳しくのべた。その周波数3倍変圧器の主要部分の数値を第2章第4節②-2より抜すいと次の通りである。

②-1 本 体

① 出力電圧	2.53kV	最大 2.8kV
② 出力電流	5.3A	最大 5.83A
③ 磁束密度	21Kgauss	(T-125使用)
④ 鉄心断面積	55cm ²	
⑤ 平均磁路長	94cm	
⑥ 1次巻線	35回	
⑦ 2次巻線	707回	

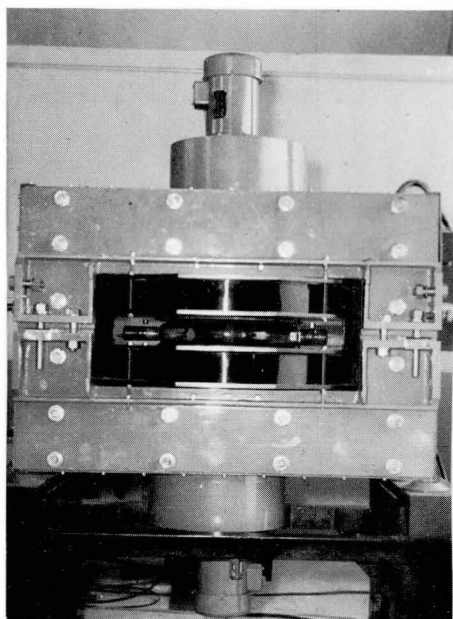
②-2 共振用コンデンサ

・磁極には 磁極中心部で 約20mmの空隙があるので 交流電源を励磁コイルに流すと，無効電流が 非常に多く流れ，力率は0に近い。したがって 力率を改善するために，コイルに並列にコンデンサを接続して，電源からは ただ共振回路で消費される損失部だけのエネルギーを供給する。

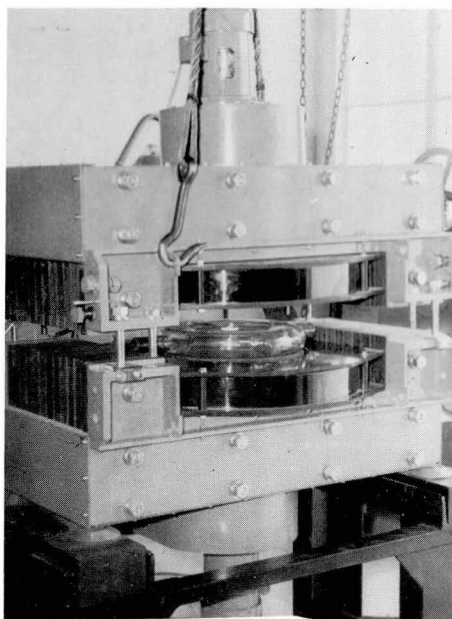
第1章第3節②-8から

$$\phi_{\text{total}} = 0.078 \text{ wb} \quad N = 160 \text{ T} \quad I_e = 104 \text{ A}_{\text{eff}} \text{ から}$$

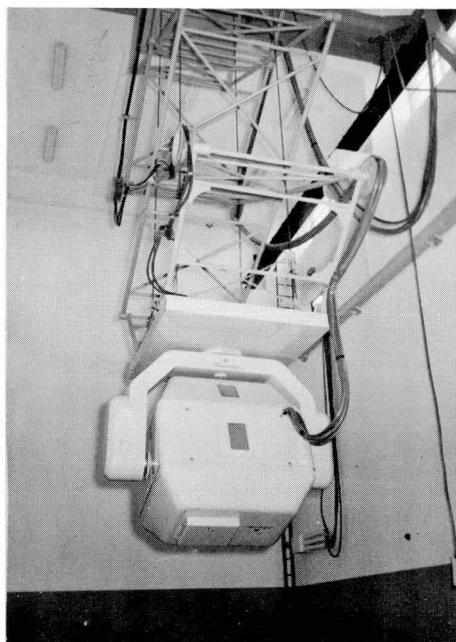
$$L = \frac{\phi_{\text{total}} \times N \times 10^{-8}}{I_e} = 0.09 \text{ H}$$



(a) 磁極・ヨーク・加速管の組み立て図



(b) 磁極・ヨーク上下分割の図



(c) 装置の外装図

第5-11図 15MeVベータトロン装置の外観図

$$\text{容量 } C = \frac{1}{4 \pi^2 f^2 L} = 8.75 \mu F, \text{ 励磁に必要な } KVA = 2 \times 5000 V \times$$

$$100 A_{\text{eff}} = 1000 kVA$$

となる。

そのコンデンサの構成は

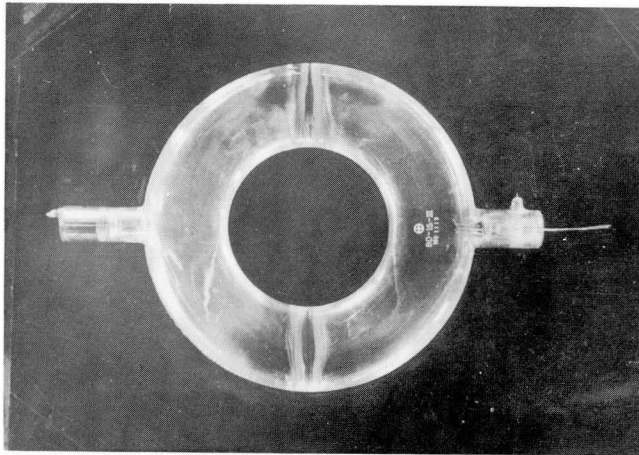
$$\begin{array}{llll} 5 \mu F & 1 \text{ ケ} & 2.5 \mu F + 2.5 \mu F & 2 \text{ ケ} \\ 1 \mu F \times 5 & 5 \text{ ケ} & \text{計} & 8 \text{ ケからなる。} \end{array}$$

③ 加速管部の設計

第3章においては主としてX線用，第4章は 電子線取り出し用加速器についてのべた。

第5-12図は X線専用加速管の外観図を示す。

ガラス材質はノーネックス硬質ガラスである。



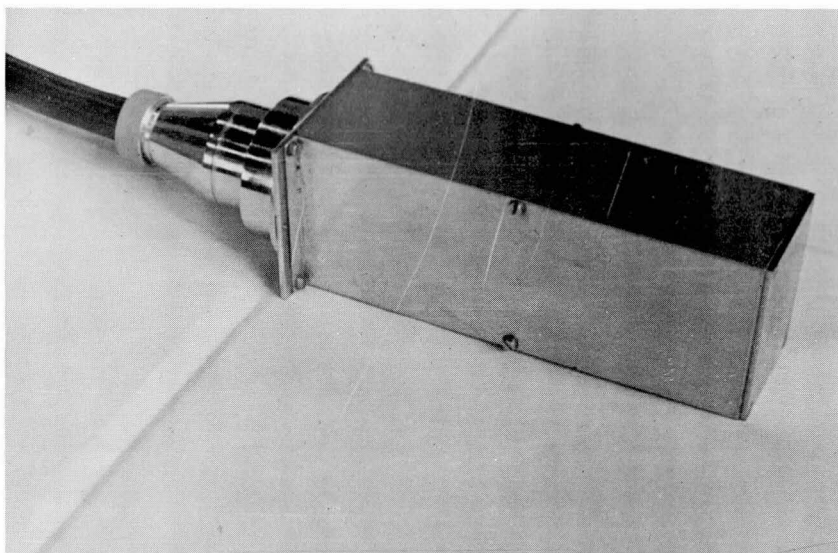
第5-12図 加速管の外観図

第3-1図は その寸法の大要を示す。

④ 出力検出用モニタ部

第5-13図は モニタプローブの外観を示す。その内部は気密に保ち，極板はフェノール樹脂にカーボンパウダを塗布したものを3枚使う。極板の大きさは $90 \times 110 \text{ mm}^2$ である。その制御方式の回路の設計は，第3章第

3-46図, 第3-48図にのべた。



第5-13図 モニタプローブの外観

⑤ 制 御 系 部

各部の制御系の設計については 第2章, 第3章にのべた。

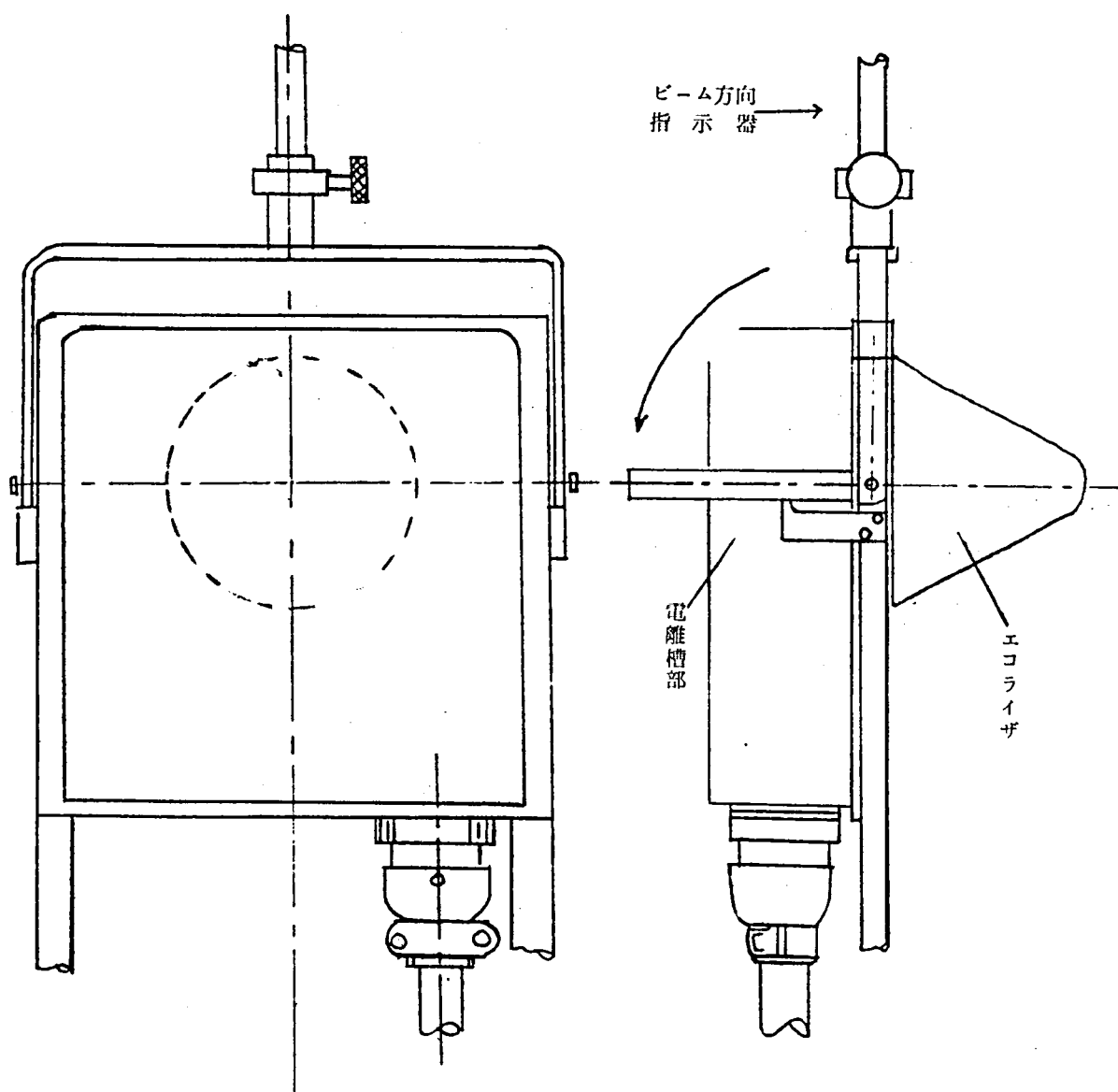
⑥ 機械機構およびその附属部

機械操作機構は ベータatron本体の重量部分に機動性を与え, その本来の性能を 十分有効に発揮させる重要な機構である。

しかし, 本機構は本研究の主体をなすものでないので こゝでは詳しくはのべない。

附属部品の一つとして, エコライザは 見逃すことのできない重要なものである。これは, 照射野の中央部の線量分布の最も多い部分を減弱させて分布を均一にするために, アルミニウムのブロックを 中央部において 最も厚くつくった円錐形の吸収体である。

第5-14図は その取付けの状態を示すもので その裏面に, 線量モニタ用の電離槽を附着させる。



第5-14図 エコライザの形とその取り付け状態

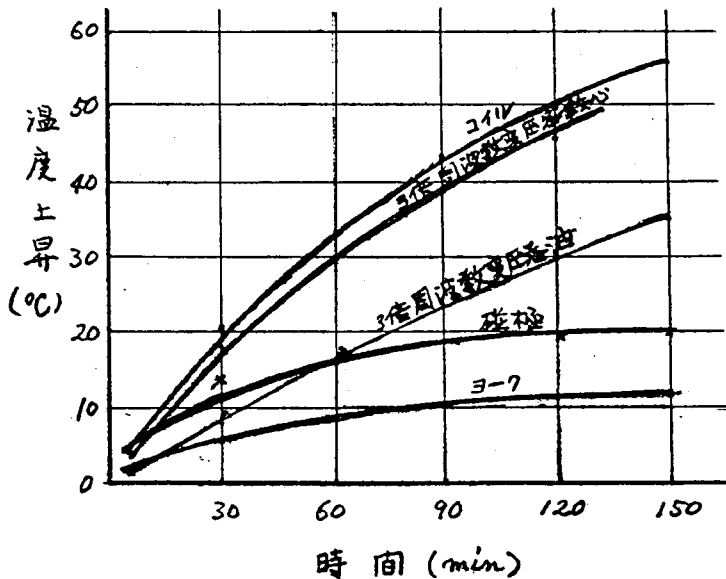
⑦ 出 力

この設計によって製造された装置の出力は

15MeV, 距離1mにおいて X線出力 30r/min ^(注1)以上
 電子線 500rad/min ^(注2)以上

⑧ 各部の温度上昇

電気機械として 温度上昇は その機器の性能を決定する重要な要素である。ベータトロンにおいて 装置の安定な連続運転を可能にするためには 磁極, ヨークから構成されるマグネット部の過度の温度上昇を防ぐ必要がある。第5-15図は, 各部の温度上昇の実測値を示し, 適正な冷却が行われていることをよく示す。⁽⁹⁾



第5-15図 各部温度上昇

(注1) この測定結果は ビクトリーン社製 ラドコン606号プローブに 11.5cm角のメタクリル樹脂をかぶせて 測定したものである。⁽⁹⁾

(注2) 1rとは, 空気1g中にて 87.7erg のエネルギーの吸収のおきるX線またはγ線の量で,

1 rad とは 1g中に 100 erg のエネルギーの吸収のおこったとき, その物質の吸収線量をいう。

第3節 ベークトロン装置からのX線の性質

Ⅱ 物質による吸収

X線のエネルギーが高くなると 物質に対する透過力がだんだん大きくなり ある電子エネルギーで最大となって それ以上ではかえって減少する。これは 物質中におけるX線の吸収が電子エネルギーの低いときには、光電効果が 大部分を占め 光電効果による吸収が非常に大きい。エネルギーが高くなると 光電効果による吸収は^{注1} 急激に減少し ついで コンプトン^{注2} 散乱によるエネルギー吸収^{注2}がおきてくる。コンプトン散乱が 大部分を占めるところで 全体の吸収が最も小さくなる。さらにエネルギーが高くなると 電子対創生^{注3}がおこり これによるエネルギーの吸収は エネルギーが高くなる

注1 光電効果によるX線の吸収

X線のエネルギーが 比較的小さい場合、物質中に入ってきたX線が 物質の原子に当たると X線エネルギーは 原子に吸収されてしまい、原子のもつエネルギーが大きくなり 原子核のまわりを廻っている電子のうち1ヶが そのエネルギーを全部受けとり、その結果その電子が 原子の外へとび出してしまう。これを光電効果という。

光電効果でX線が吸収された時、そこからでる2次線は もとのX線に対しては非常に弱いものである。この現象を光電効果によるX線の減衰という。

注2 コンプトン散乱によるX線の減衰

X線のエネルギーが かなり高くなると もはやX線のエネルギーは全部原子核に与えられなくなってきて、X線の減衰の機構が変わってくる。物質中を進んできたX線が 電子に当たると電子はある方向へはねとばされる。これは X線エネルギーの一部が 電子の運動のエネルギーに かわったのであるから さらに物質中を進んでいこうとするX線は もとのX線から電子に与えたエネルギーだけ低いエネルギーしかもたないことになり しかも その方向は少し曲げられている。このようにして 電子に当たったX線は 減衰していくことをコンプトン散乱によるX線の減衰という。

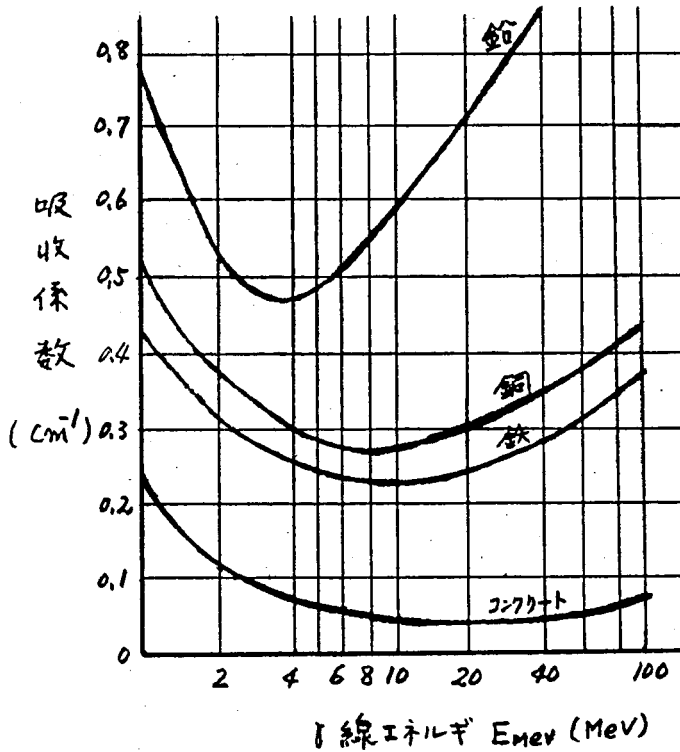
注3 電子対創生

これは 大きいエネルギーが 物質に変換する現象である。電子1ヶが静止しているときにもつエネルギーは 0.51MeV であるが、1.02MeV 以上のX線になると電子と陽電子1ヶづつをつくることがある。いま1.02MeV 以上のX線が原子核の近くにくると X線が消滅し その代りに 陰陽の電荷をもつ電子2ヶが生ずる。この生成された陽電子が静止するとき、物質消滅の現象によって0.51MeVの γ 線2本を出す。

この電子対創生は X線エネルギーが高くなる程 おこる確率が高くなる。これと反対にコンプトン散乱による減衰は 少くなるから X線エネルギーの減衰は ほとんど この電子対創生によっておきる。

程大きくなって 次第に 全体の減衰が大きくなる。

第5-16図は 各種の物質に対するX線エネルギーと吸収係数との関係を示した。ベータトロンから発生する X線の実効エネルギーは最大エネルギーの約 $\frac{1}{3}$ 位である。



第5-16図 各物質の吸収係数

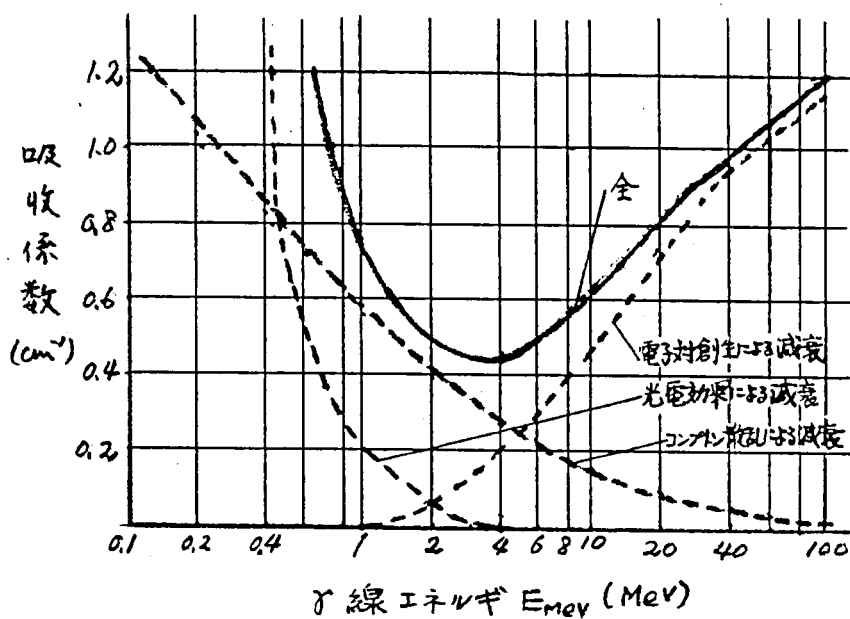
第5-17図は X線エネルギーと各種吸収を示す。⁽⁹⁾

物質中のX線の減衰は、物質表面から x cm 中へ入った点の線量率を I ，表面の線量率を I_0 としたとき

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

で表わされる。物質による減衰の大小は、 μ の大小で表わすことができる。

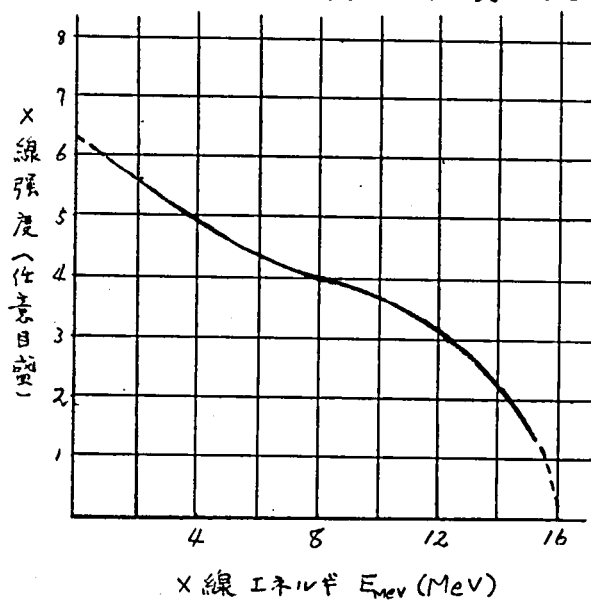
μ が 物質の吸収係数である。



第5-17図 鉛の吸収係数

② X線のエネルギー分布

ベータトロンから発生するX線のエネルギー分布は Schiff によって理論的に計算されている⁽²⁾。第5-18図は その例である。



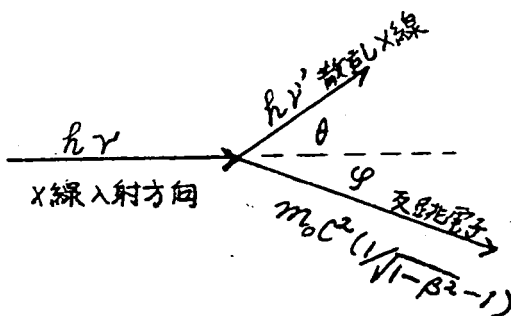
第5-18図 X線のエネルギー分布

図からわかるように 発生X線の実効値は 実質的には 最大エネルギーより低いエネルギーとなり、最大エネルギーの $\frac{1}{3}$ とされている。

しかし、一般に、ベータトロンから発生するX線は その最高エネルギーをもって表わす。

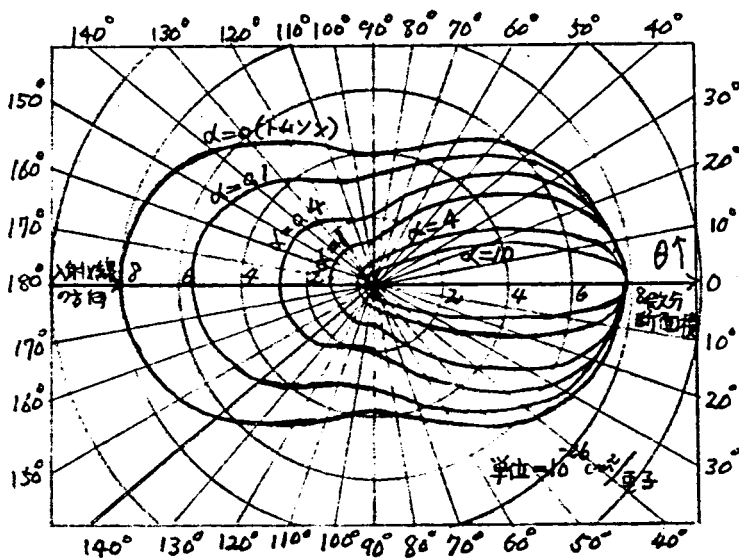
③ 物質中での散乱

物質中で生ずる散乱X線あるいは
2次電子の分布は X線のエネルギー
が高くなるとともに入射X線の方
向に近づく。



たとえば コンプトン散乱による 第5-19図 散乱線、反跳電子の関係
散乱X線の分布は 電子の散乱角を第5-19図のようであるとすると
散乱による散乱X線の分布は 第5-20図のようになる。⁽⁹³⁾

したがって 散乱による写真のボケ あるいは 治療部位から側方への
散乱は エネルギーが高くなる程小さくなる。

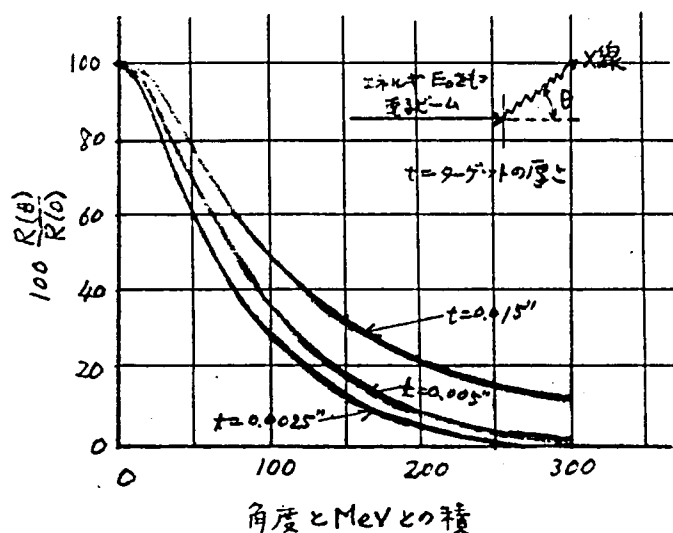


第5-20図 コンプトン散乱による散乱X線の角度分布

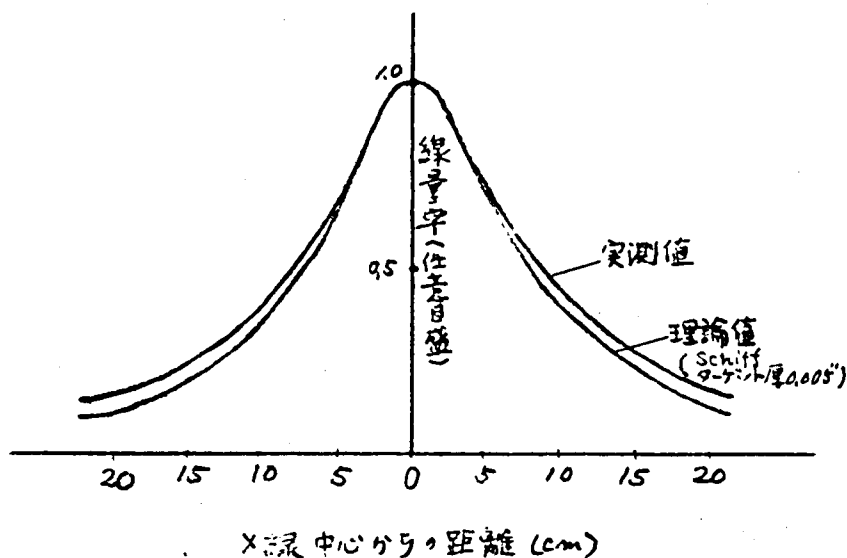
$$\alpha = \text{入射X線エネルギー (MeV)} / 0.51 \text{ (MeV)}$$

④ 角 度 分 布

X線の角度分布は ターゲットの原子番号および厚さに関係し理論的には Schiffが計算している⁽⁹⁾。第5-21図が その計算結果である。筆者の測定結果も第5-22図のように中心部では実測値と理論値とは完全に一致している。



第5-21 X線エネルギーと角度分布



第5-22図 X線の角度分布の実測値と理論値との比較
(15MeV ベータトロン)

第4節 ベータトロン装置の応用

Ⅰ 工業的非破壊検査への応用

ラジオグラフィにおいて 装置に要求される性能は

- (1) 欠陥の検出能力がよい。
- (2) 焦点が小さい。
- (3) 透過能力が大きい。
- (4) 線量が多く露出時間が短い。
- (5) 撮影視野が大きい。
- (6) 装置に移動性がある。

ことなどである。

Ⅰ-1 欠陥の検査能力⁹⁵⁾

フィルムを黒化するX線には 被検体を通過してくる一次X線と散乱してくる二次X線とがある。

この散乱X線は 放射する方向は まちまちで フィルム上の像をばかす原因をつくるので、欠陥検査能力からは好ましくない。したがってこの散乱線ができるだけ少ない状態で撮影する必要がある。

電圧の低いX線ほど、一次線による像のコントラストが大きくなるので、撮影に際しては 散乱X線のための像のぼけの影響が 問題にならず、かつ、透過度も十分満足できる程度の低電圧をえらばなければならない。

しかし 被検体が厚くなるとX線エネルギーを高くしなければフィルムに必要な濃度が得られない。200kV級のX線装置においては 5cm位の厚さの鉄のラジオグラフィは、透過度の点で長時間の撮影を行っても不可能である。この場合ベータトロンのような高エネルギーX線によらなければならない。

ベータトロンからの高エネルギーX線の諸性質については すでに 第3節においてのべたが、ラジオグラフィに関係の深い諸性質として、

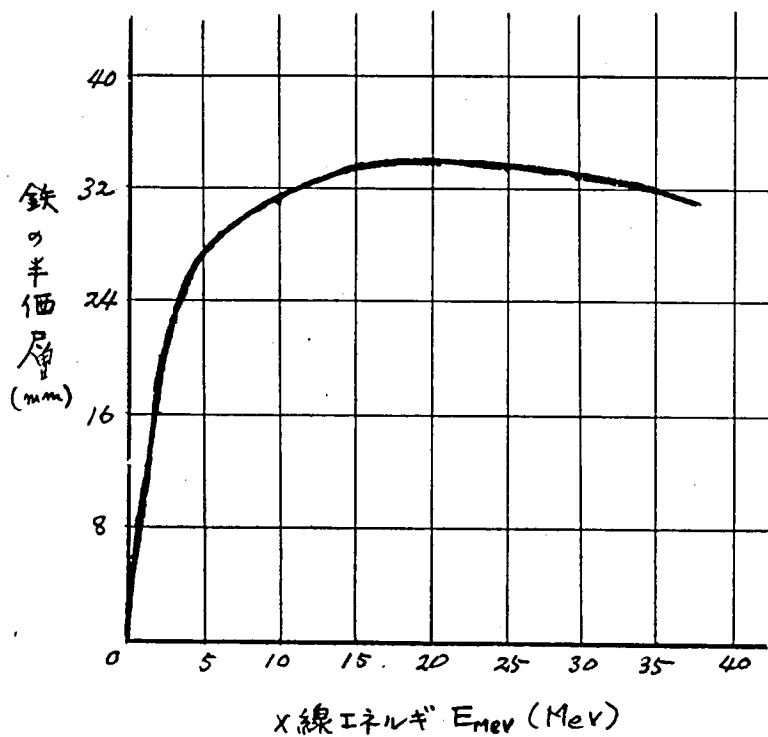
鉄の半価層とMeVとの関係を第5-23図⁹⁶⁾

鋼の吸収係数とMeVとの関係を第5-24図⁹⁷⁾

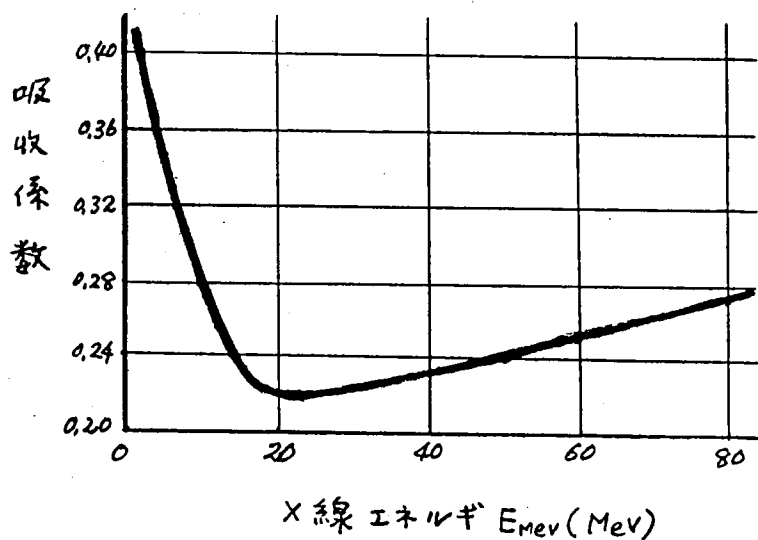
鋼の厚さと露出時間との関係を第5-25図^(98/99)

鉄材の厚さと露出時間との関係を第5-26図^(98/99)

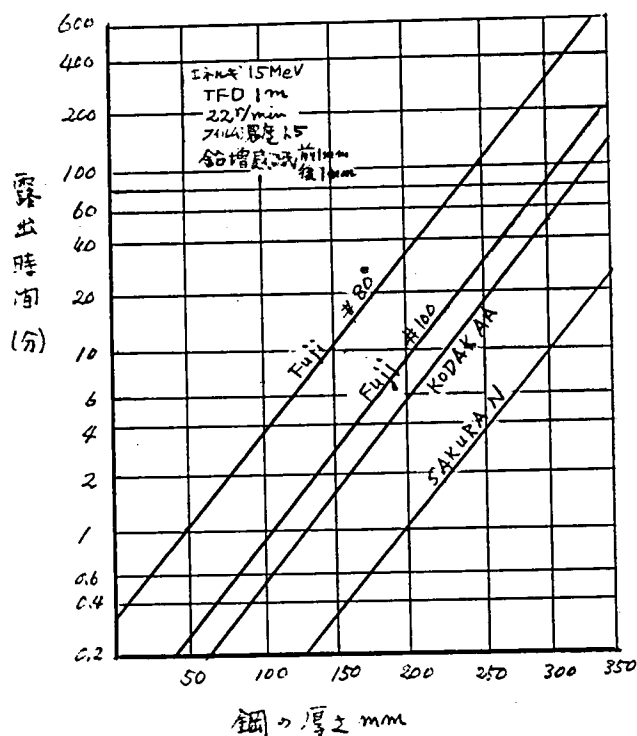
に示す。



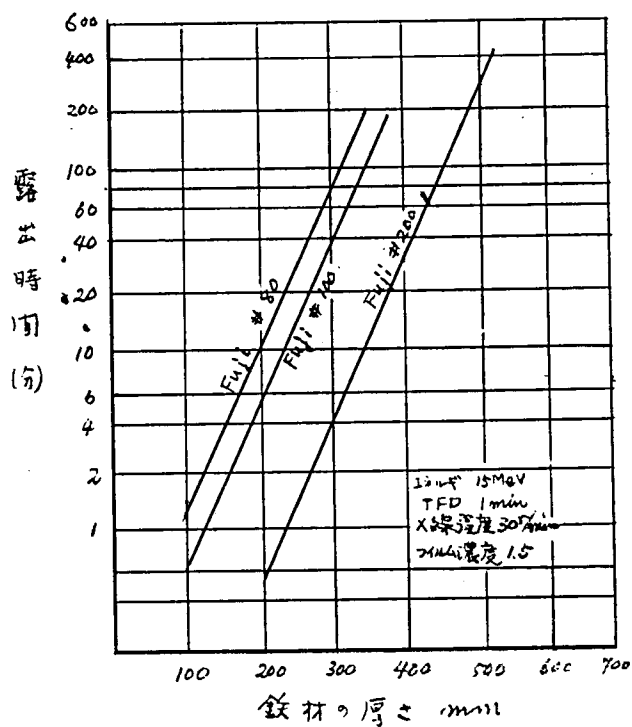
第5-23図 鉄の半価層とMeVとの関係



第5-24図 鋼の吸収係数



第5-25図 15MeVベータトロン露出表



第5-26図 15MeVベータトロン露出表

これらの図から 使用フィルムの種類によって 露出時間が大きく変ることがよくわかる。

この透過度は 電圧が高ければ それだけ 透過度が大きくなるのではなく エネルギーが大きくなるとともに 第3節にのべたように電子対創生による吸収が増えるため 透過度が最大になるエネルギーが存在し、その値よりエネルギーを上げても、下げても、透過度が悪くなる。その透過度が最大になるエネルギーは 被写体の材質によって異なり、 $15\text{MeV} \sim 20\text{MeV}$ の間に、一般にラジオグラフィに使われる材料に対して最も都合のよいエネルギーが存在する。

欠陥の検査能力には 一般に、センシティビティ (Sensitivity) という語を用う。

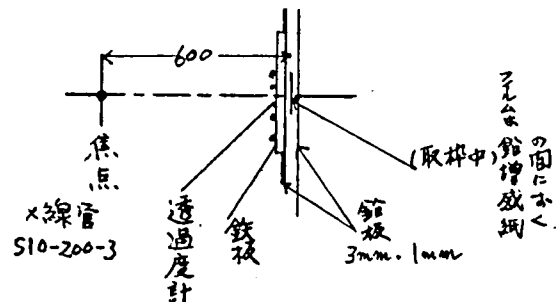
その尺度として普通用いられるのは、ある厚さの被検体の表面線源側にそれと同じ材料でつくられた線径の順に、何本かの針金をならべた板 いわゆる、透過度計 (ペネトラメータ) とよぶものをおき、被検体背面におかれたフィルム上で 板厚の何%まで針金の影が検出できるかを調べる方法である。

第5-27図は 一般のX線装置における透過度計の位置を示す撮影方法である。

JIS Z 2341(1955) 金属材料の放射線透過試験方法では¹⁰⁰ 線透過度計を使い、最大直径4mm、最小直径0.1mmの間に4段階にわけた針金を合成樹脂板にはとりつけ、その針金の材質は、鉄、銅、アルミニウムの3種類あり被検体の厚さと材質に応じてその透過度計の種類を使いわけする。

撮影された放射線写真において、被検体の最大の厚さの2% (厚さ100mmでこえる場合は3%) の直径の透過度計上の針金のかげがフィルム上で見えることを要求している。

なお、その状態で検出された欠陥は 溶接部の場合は 6段階に分けられる。被検体の厚さの2%~3%の直径の針金に見えることを要求しているのは、材料力学的の立場から きめられ



第5-27図 X線管の場合の撮影方法

た厳密な値でなく、一般のラジオグラフでは、容易に達成できる値で単なる目安である。

被検体の材質と厚さ、使用用途によって さらに高い 検出能力の得られるように努めるのが普通である。

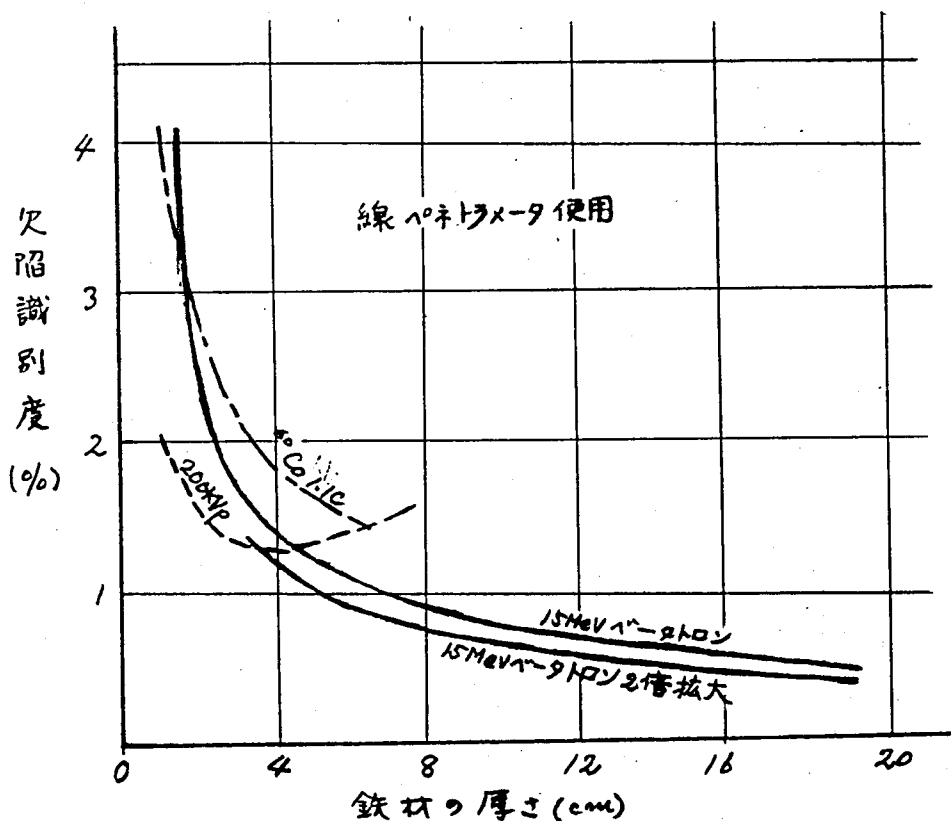
このセンシティビティを決定する おもな要素として

- (1) フィルムに表われる像の欠陥と周辺部とのコントラスト
- (2) 細部を表わす力 すなわち 分解能

がある。

ベータトロン焦点の大きさは、きわめて小さく $0.3 \sim 0.5 \times 0.3 \text{ mm}$ 位であるので、フィルム上の像の焦点の大きさによる幾何学的ぼけは、ほとんど ないと考えられる。

第5-28図は 各種線源によって撮影したフィルム上の検出能力、すなわち センシティビティを示す。



第5-28図 各種線源の検出能力と鉄材の厚さとの関係

この図から 厚い材料の検査には ^{60}Co や 200kV 級の X 線装置を使って行う検査よりも，はるかに ベータトロンによる検査の方が，欠陥識別度の 高いことがわかる。

II-2 像のラチチュード

ベータトロンからの高エネルギー X 線は，厚さの差の大きな被検体を一枚のフィルム上におさめられる特徴がある。すなわち，ラチチュードの広い像が得られる。

Wideröe はこの関係について 次の式を与えている。⁽¹⁰³⁾

$$d_{\max} - d_{\min} = d_0 \log_e \left(\frac{S_{\min}}{S_{\max}} \right) \quad (5-1)$$

ここで

d_{\max} は 被検体の最も厚い所の厚さ (cm)

d_{\min} は 被検体の最も薄い所の厚さ (cm)

d_0 は X 線強度が $\frac{1}{e}$ に減弱する厚さ (cm)

S_{\max} は 最も濃度の濃い値

S_{\min} は 最も濃度の淡い値

とする。

d_0 の値として 第 5-1 表を与えている。

第 5-1 表 d_0 の値

	3 lMeV ベータトロン	30 kVp X 線装置	^{60}Co	^{192}Ir	Ra
$d_0 (\text{m/m})$	4 7.6	6.5	3 3	1 8	2 8

一枚のフィルム上において

$S_{\max} = 3.0$ $S_{\min} = 0.3$ の間の濃度におさめるためには

$$d_{\max} - d_{\min} = d_0 \log_e 10$$

の厚さの差以内の被検体でなければならない。

いま $d_o = 47$ とすれば

$d_{\max} - d_{\min} \simeq 10$ となる。

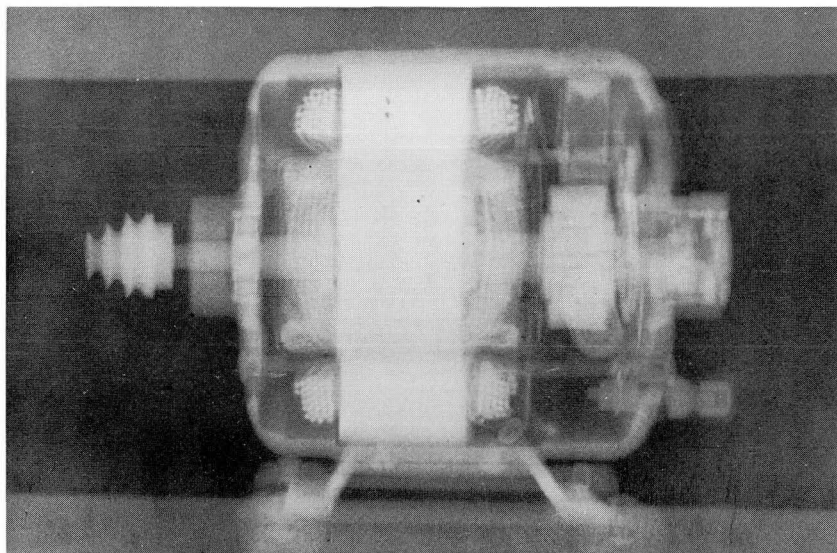
すなわち、ベータトロンにおいては、約 10 cm 差のある被検体であれば 1 枚のフィルムに、所定の濃度差が得られることを示す。

それに対して $d_o = 6.5$ 程度の 300kVp 装置では、わずか 1.5 cm 位の差の厚さの被検体しか 検査できないことになる。

これらの結果より ベータトロンのラジオグラフィのラチチュードの広いことが よくわかる。

厚さの差が大きく形態の複雑なもののような被検体では、他の装置を用いては一枚のフィルムでのラジオグラフィの検査は不可能とされているものであるが、ベータトロンでは検査が可能である。⁽¹⁰⁴⁾⁽¹⁰⁵⁾

第 5-29 図は 小形モータのベータトロンによる透過写真である。ベークライトのような透過しやすい部分また、比較的厚い鉄の部分に対しても、一枚のフィルム上で同時に検査できる特徴がよく出ている。



第 5-29 図 ベータトロンによる透過写真例

(6 MeV, 距離 65 cm, 撮影時間 10 分, 医療用フィルム使用)

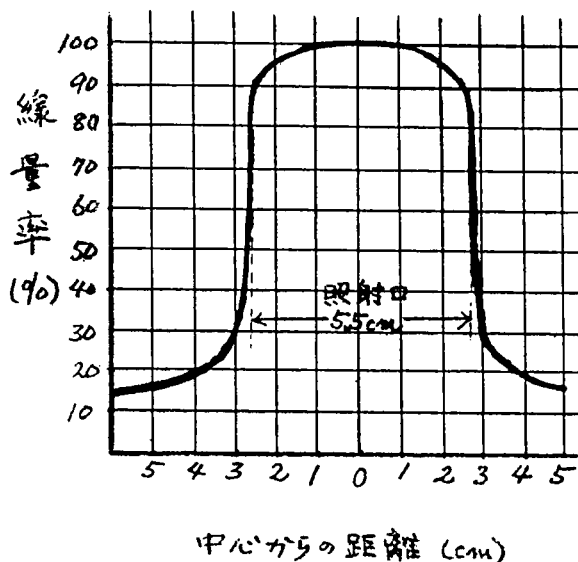
Ⅱ－3 照射野の大きさ

一度の撮影で、有効に検査できる視野の大きい写真の得られることは、撮影回数が少なくてすむので撮影時間を短縮するために大切なことである。

X線の角度分布については、第2節第5－21図に示した通り焦点の材料の厚さと電子エネルギーとの2つの関係によってきまる。

エネルギーが高くなるとそのX線の角度分布は小さくなるので照射野に関する限りでは、低エネルギーX線の方が有利である。

第5－30図は7mm pbのフィルタを通して測定した強度分布で中央部の強度は比較的平で、フィルム上の濃度むらには、余り影響がないことを示す。

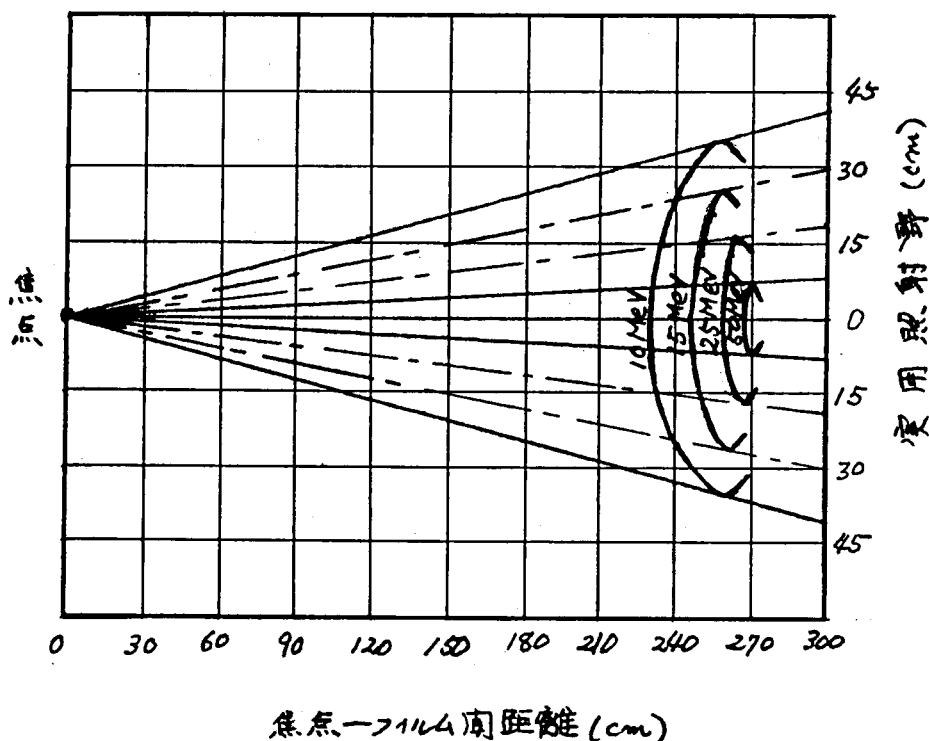


第5－30図 任意点におけるX線強度分布

しかし、さらにエネルギーが高くなると一枚のフィルム上で中央部が濃く、周辺が薄くなってフィルム上で濃度むらが認められる程になる。結局その実用照射野が狭くなる。その欠点をできるだけ補うためイコライザを入れて強制的に中央部の線量をぎせいにし、強度分布を広範囲に均一にしなければならない。

第5-31図に、エネルギーと照射野との関係を示した。⁽¹⁰⁶⁾

すなわち、15MeVベータトロンでは 1mの距離において 実用照射野は 半径約10cmである。



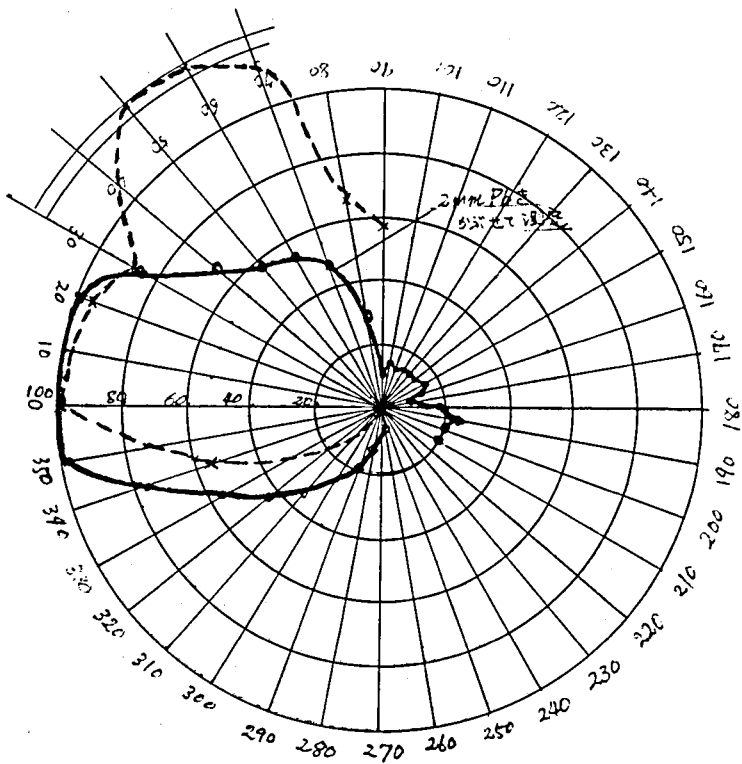
第5-31図 実用照射野

Ⅱ-4 周囲散乱

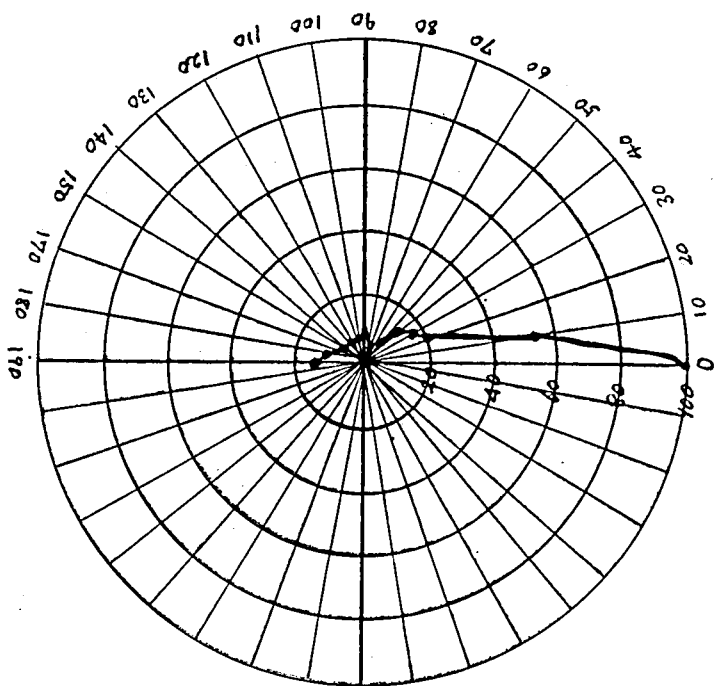
ベータトロンの焦点の大きさは すでにのべたように きわめて 小さいにもかかわらず 実際は 加速管の周囲を測定してみると 第5-32図、第5-33図のような散乱線がある。

これは 焦点以外からも X線が放射され 見掛けの焦点が大きくなっているからである。

この見掛けの焦点を大きくする原因を取り除かねば フィルム上の像は それによってだけ 被検体の欠陥の検査能力は低下する。



第5-32図 ベータトロン周囲のX線強度分布ターゲットを含む水平面（ポケットチェンバー使用）

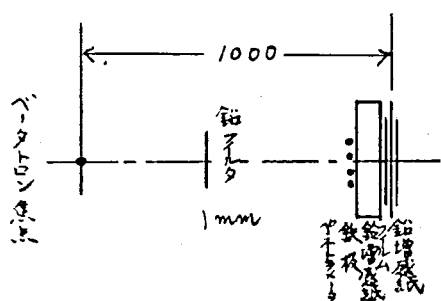


第5-33図 ターゲットを含む垂直面内のX線強度分布（ポケットチェンバー使用）

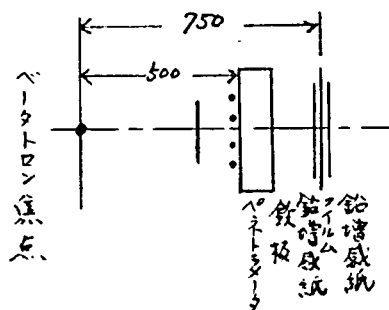
そのために、焦点の前面に 鉛のフィルタ、エコライザをおいてその散乱線を除去して撮影を行う必要がある。

第5-34図は ベータトロンによるラジオグラフの場合の構成要素の相互関係を示すもので 鉛フィルタの位置を示す。

第5-35図は ベータトロンの焦点の小さいことを利用して、フィルムと被検体間の距離をあけて拡大撮影を行い欠陥の検出能力を上げる場合の図である。(107)(108)



第5-34図 ベータトロンの撮影方法



第5-35図 ベータトロン拡大撮影方法

II-5 鉛増感紙の影響

X線質に応じて 鉛増感紙の厚さを選定するのが普通である。とくに前置増感紙の選定が 像の検査能力を大きく左右し 後置増感紙は一度フィルムを透過したX線の逆散乱のはねかえりを防ぎさえすればよいので、6 MeV~15 MeVのエネルギーでは、前置増感紙として1.0~1.2mm、後置増感紙として0.2mmのうすい鉛箔を用いる。(109)(110)

II 医学的応用

II-1 医学に应用するために望まれる装置の性質

医学上の応用として 問題になるのは やはり放射線治療用装置として用いられる場合である。

治療に利用しうる放射線としては X線、 γ 線の外に 電子線、中性子線、陽子線 などの粒子放射線が考えられるが、實際上、現在 治療に利

用されているのは X線, γ 線, 電子線が主たるものである。

放射線治療の成績は 多くの医学的, 生物学的な未知の因子によって左右されるので, どのような種類のどのようなエネルギーの放射線を如何に照射したら 100%の成績をおさめうるかという 確たる理論的な根拠は現在のところ勿論得られていない。しかし放射線治療法の重要な因子の一つは, 体内における空間的分布であって, 原則として 病巣にできるだけ多くの線量が与えられ, かつその周囲の正常組織を保護する意味で, できるだけ照射せぬようにすることである。したがって

① 用うべき放射線の種類ならびにエネルギー

② 照射方法の検討

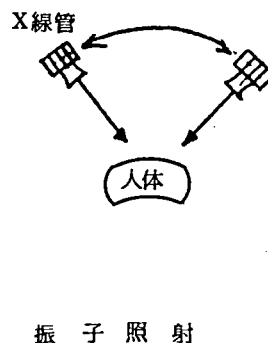
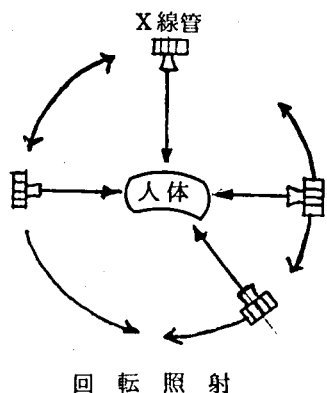
は 重要な問題である。

(1) 体内における線量の空間的分布

ベータトロンからの高エネルギー放射線の使用は, 病巣が表面より深いところにある場合である。この場合も, すでに 体内における線量の空間的分布が問題になり 放射線治療の物理的基礎をなすもので 何よりも まず 十分検討する必要がある。一回の治療照射時間をなるべく短くし, 患者の身体の固定を容易にし, 必要な所には大量 X線出力が得られ, 不必要な所には, できるだけ X線の被爆しないようにする必要がある。

(2) 振子, 回転照射

病巣以外の周囲の健康組織とくに皮膚を保護し, しかも病巣部に十分な線量を与えるには いろいろな工夫が必要で, エネルギー源の種類の選定とともに, 照射方法も 一方向のみからの照射を行わず つねに 病巣部に集中するような第5-36図の如き, 回転照射, 振子照射を行うことを考えねばならない。



第5-36図 照射方法の種類

(3) 線源の大きさ

放射線源の一つとして用いられる ^{60}Co のようなものは、線源の実効幾何学的大さが大きく、体内において線源による半影帯が広くなり、病巣以外の照射ならびに、病巣部の均等照射の点で不利になる。しかし、ペータトロンでは線源の大さを余り大きくせずに充分に出力を出しうるのでこの点 ^{60}Co よりもすぐれている。

エネルギーと深部量分布との関係をとれば、最大線量率を示す位置は、エネルギーが高くなる程、体内深くにおいて最大になるようになる。このことはエネルギーを増すと入射表面の皮膚のうける表面線量が低下しても身体から出る場所のうける出射線量が大きく、皮膚線量の総和は、かえって大きくなることは第4章においてものべた通りであるが注意すべきことである。

(4) 電子線治療

すでに第4-17図で示した深部量分布曲線より明らかなようにX線または γ 線の場合とは全く異なる特徴をもっている。

電子線の場合でも電離の極大の位置が、表面ではなく、表面よりある深さのところに生ずる。その位置は大体第4-19図に示すように

電子線の飛程の約 $\frac{2}{3}$ 程度のところにあり、急激に減弱するのでそれより深いところにある健康組織を害することはない。

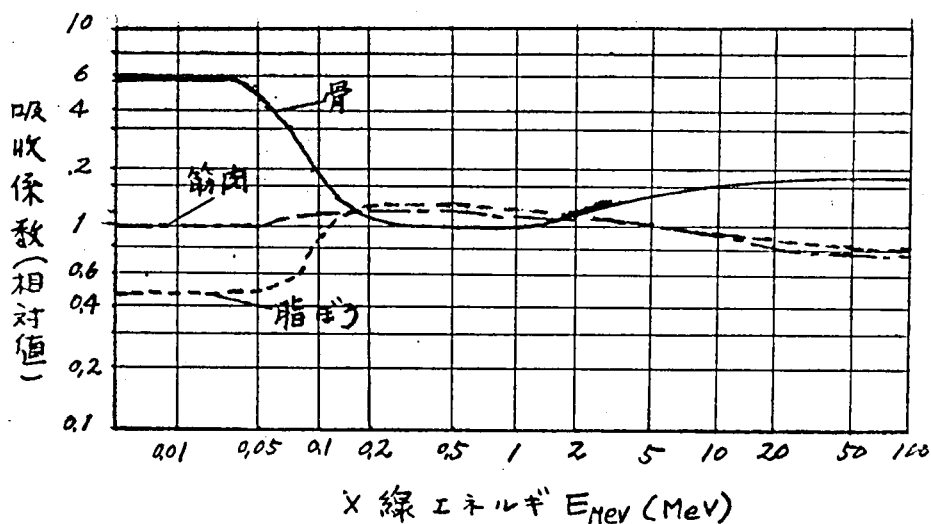
しかし、電子エネルギーが高くなると極大点における山の巾が広くなり、かつ、平になり、急に減衰する位置も深くなるので電子線の利用の特徴と目される特徴がかえってうすくなることも第4章においてのべた通りである。

したがって、深在性治療に対しては、むしろ超硬X線の方が有利となる場合がある。そこで治療用装置としてはX線、電子線の何れにも切替えて使用できるようにすることが望ましい。

(5) 組織による吸収の差

X線エネルギーが高くなると人体の骨、筋肉、脂ぼうによる吸収に差がなくなってくるので、骨のかげになっているような部位にも有効な照射を行うことができる。これもベータトロン治療の有利な点である。

組織別の吸収係数とエネルギーの関係を第5-37図に示す。⁽¹¹¹⁾



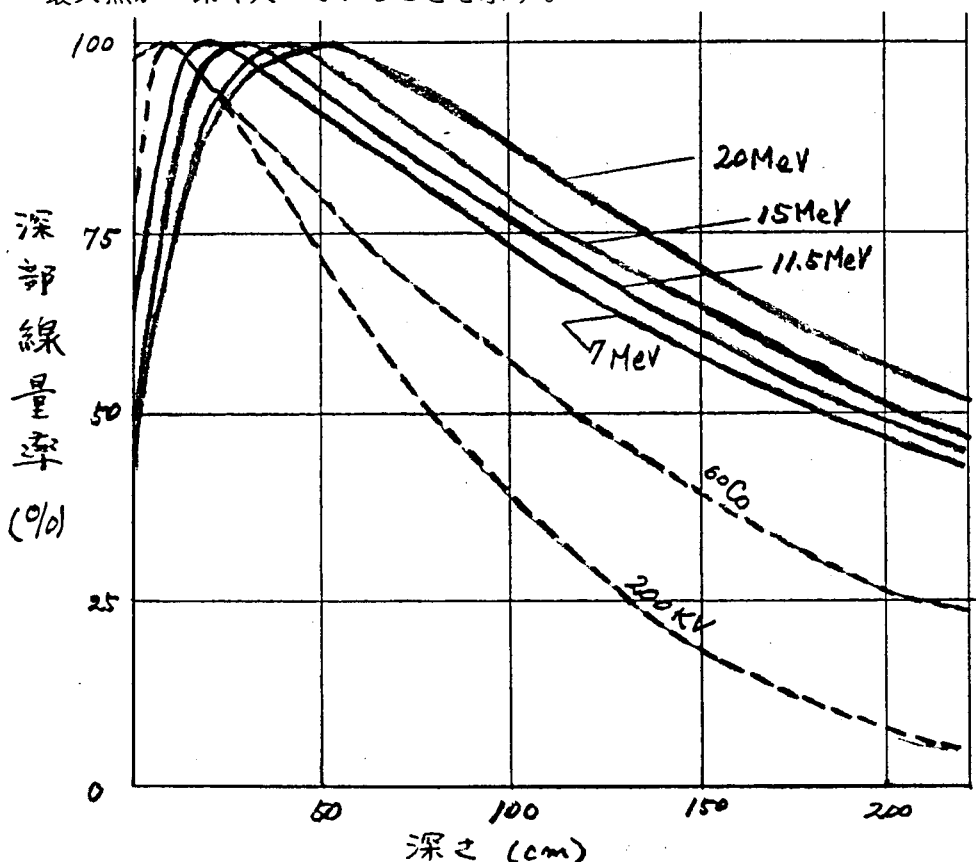
第5-37図 人体組織によるX線吸収

図-2 各種の測定結果

筆者の行った各種フィルムを使用した諸測定結果について報告する。

(1) 深部線量率

この測定法は パラフィン、ファントムを人体組織と等価と考えて、フィルム黒化度から 線量率を逆算して 測定したもので 線量率の最大点が 深く入っていることを示す。⁽¹¹²⁾⁽¹¹³⁾

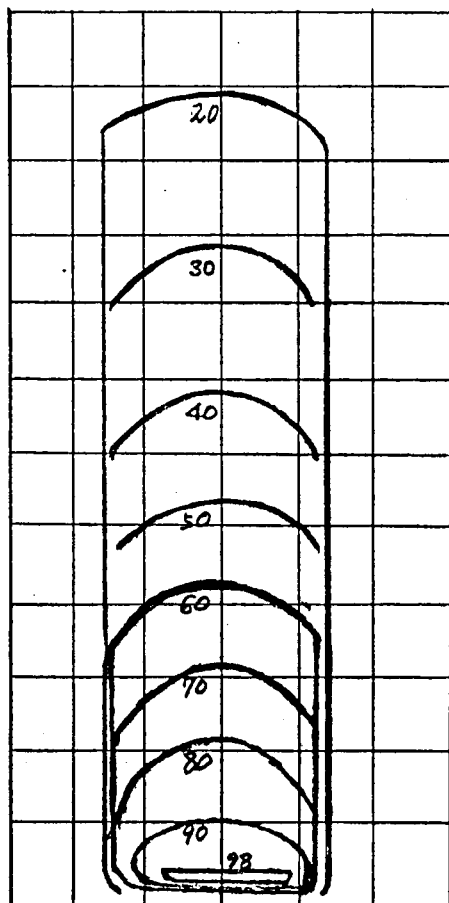


第5-38図 各種装置の深部量分布の比較
7, 11.5, 15MeVは島津における測定値、島津の測定を含む。

(2) 深部量分布曲線

第5-39図は 被照射体を静止し、一方向から照射したもので、照射体としては、同じくパラフィンファントムを使用して測定した。

この図の左側は、ベータトロンと比較するために、2MeV Van de Graffを使用したものの引用例で、⁽¹¹⁴⁾これからベータトロンの方が 深部量の極大点が ファントム深くにあることがよくわかる。

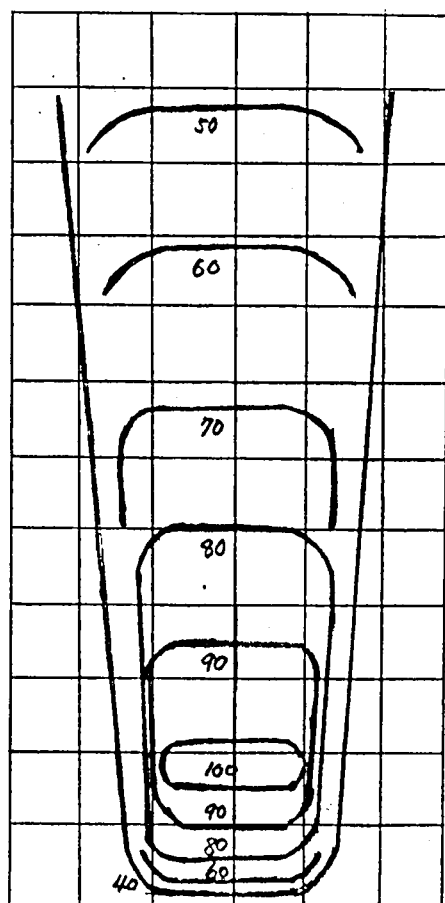


照射野 (cm)

2MeV Van de Graaf

6.8mm pb フィルム

照射距離 100cm



照射野 (cm)

15MeV ベータトロン

5mm pb フィルタ

照射距離 60cm

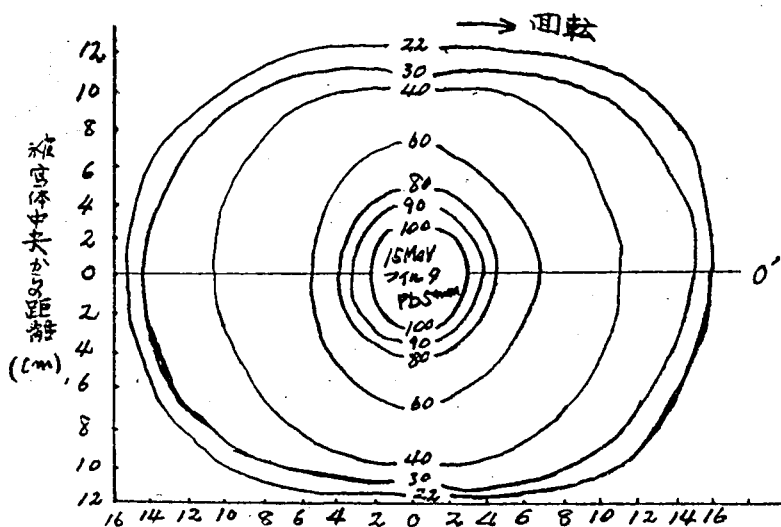
第5-39図 15MeVベータトロン (島津), 2MeV Van de Graaf

(Am. J. Roe. 72 (1954))

第5-40図は、人体の腰部のパラフィン、ファントムに回転照射を行った深部等量分布曲線で 第5-41図は その等量分布曲線の00断面の線量率分布を示す。

これらの図から 病巣部によく線量が 集中して、周辺部の線量が

フィルタの種類，照射野の大小によって　その深部量分布も多少ちがってくる。



深部線量率 (%)

100
80
60
40
20

0 5 10 15 20 25

横断面 (cm)

15MeV
フィルタ Pb5mm
ターゲット一回転中心距離 72cm

-242-

第5章 結 言

ベータトロン装置の設計は 電気機械としては 全く新しい分野で 本研究によって 初めて その総合、系統化を行った。

本章の研究によって

- (1) 装置設計の実例を示し、設計方針が確立され
- (2) その装置としての性能
- (3) ベータトロンから放出された高エネルギーX線としての物理的な性質
- (4) 工業的非破壊検査への応用におけるベータトロン装置の特質
- (5) 医学治療方面への応用において 望まれる装置としての諸性質と応用上必要とする照射体中の線量分布の特異性

などを 明らかにした。ベータトロン装置の今後の性能向上の方向づけと新装置の設計の基盤は すべて この研究において 尽くされていることも明らかにした。

第5-2表 15MeVベータトロンの保守維持費

№	項 目	1時間当りの費用(円)	
1	加 速 管	$600,000/100\text{h} = 6000/\text{h}$	寿命を100時間と仮定
2	電 子 管 類	$88/\text{h}$	サイラトロン整流管は1000時間、受信用真空管類は2000時間毎にとりかえるものと仮定
3	電 力 料 金	$210/\text{h}$	35kW 1kW当り6円
4	人 件 費	$4500/\text{h}$	1人1時間1500円と仮定、3人専従とした場合
5	感 光 材 料	$540/\text{h}$	平均1時間に4つ切、4枚と仮定
6	薬 品 代	$100/\text{h}$	
7	加速管取替費	$3000/100\text{h} = 30/\text{h}$	100時間毎に2名2時間
運転経費	① + ② + ③ + ④ + ⑦		約 10,829円/h
材料費	⑤ + ⑥		640円/h
合 計			11,468円/h

なお、装置の使用の上においては 故障の少ないこと、保守維持費が安いことは、等閑に付すことのできない重要な必要条件であるので第 5 - 2 表にその一例を示す。しかし、機器の償却ということは 使用者の種類、使用される状況などによって、ちがってくる複雑な問題であるので、一応除外して考える。

第 5 - 2 表から 15MeV ベータトロン装置を 1 時間使用すると、約 11000 円位の費用が かかることになる。もし、加速管の寿命が 1000 時間にもなれば 約 6000 円位となる。加速管の寿命の増大は 1 時間当りの経費を非常に安くする結果になる。

謝 辞

本研究の遂行にあたって 御懇篤な御指導と御高配を賜った京都大学名誉教授阿部 清博士 と 京都大学教授近藤文治博士に対し、とくに、本研究の完成にあたっては、終始万難を排して 直接の御懇高な御指導と御鞭撻を賜った京都大学教授高木俊宣博士に対し 深甚なる感謝を捧げる。

つぎに 本研究の実施と発表に関して種々の御便宜を与えられ 御激励を賜った島津製作所社長三浦懋氏、副社長上西亮二博士、常務取締役矢幡源三博士 製造企画室渡辺室長、武田課長に 衷心より謝意を表す。

また 本研究の 遂行にあたり何かと長年の多大の協力を惜しまなかった島津製作所技師瀬和居清二氏に深厚なる謝意を表する次第である。

緒言

- 246-

② 医学放射線学会発表

例えば

- 藤本, 中堀, 佐野: ベータトロンによる深部量 (1954)
- 藤本, 中堀, 佐野: 新形 15MeV ベータトロンの X 線エネルギーと深部量分布について (1957)

第 1 章

- (24) 実用新案, 31-29614 番
- (25) 佐野, 服部: 昭和 33 年電気四学会連合大会予稿
- (26) 佐野, 瀬和居他: 昭和 33 年電気四学会連合大会予稿
- (27) 佐野, 瀬和居他: 昭和 33 年電気四学会連合大会予稿
- (28) 日本特許, 263610 番
- (29) 佐野: 非破壊検査, 6, 12, (1957)
- (30) Laughlin ; Am. J. Roent., 65, 947, (1951)
- (31) National Bureau of Standards ; Handbook 55
- (32) 日本特許, 249114 番
- (33) Kerst, Adams, Koch & Robinson ; R.S.I., 21, 51, (1950)
- (34) Tomimasu ; J. App. Phys., 1, (1962)
- (35) R. M. Bozorth ; Act. Rad., 37, 374, (1952)

第 2 章

- (36) 佐野, 瀬和居: 昭和 33 年電気学会関西支部連合大会予稿
- (37) 佐野, 瀬和居: 島津評論, 16, 4, 1959
- (38) Brailsford, F. : Jour. I.E.E., 73, P309, 1933
- (39) L. R. Blake : Proc. I.E.E., 291, 1953
- (40) W. McMurray : A.I.E.E., 26, Sept., 1956
- (41) 茂木 晃: 磁気増巾器, 日刊工業, (1957)
- (42) 茂木 晃: 磁気増巾器とその応用, オーム社 (1953)

(43) 実用新案, 575201 番

第3章

- (44) 中堀, 佐野他: 島津評論, 16, 4, P. 141 (1959)
- (45) C.D. Child : Phys. Rev., 32, 492, (1911)
- (46) C.E. Fay, A.L. Samuel, and W. Shockley : Bell Sys. Tech. J.,
17, 49 ~ 79, (1938)
- (47) B. Salzberg and A.V. Haef : RCA Review, 2, 336 ~ 374, (1938)
- (48) Smith and Hartman : J. App. Phys., 11, 3, (1940)
- (49) J. R. Pierce : J. App. Phys., 11, 5 (1940)
- (50) J. R. Pierce : "Theory and Design of Electron Beam"
D. Van Nostrand Co., Inc. (1949)
- (51) J. R. Pierce : "Theory and Design of Electron Beam" 改訂
D. Van Nostrand Co., Inc. (1954)
- (52) 近藤, 村上, 桑田訳: エム. エム. マイヤーズ著 "電子軌道学"
(昭和15年)
- (53) D. Gabor : Nature, 139, (1937)
- (54) 佐野, 瀬和居他: 昭和33年電気関係学会関西支部連合大会予稿 177
- (55) D. W. Kerst ; Phys. Rev., 60, July 1. (1941)
- (56) D. W. Kerst, G. D. Adams, H. W. Koch and C. S. Robinson :
R.S.I., 21, 5, May (1950)
- (57) E. C. Gregg : A.E.C. Tech. Rep., No.11
- (58) 佐野, 服部: 昭和33年電気四学会連合大会 予稿
- (59) 佐野: 応用物理, 27, 7, (1958)
- (60) T.W. Dietzeand and T.M. Dickinson : Proc., I.R.E., 37, 10, (1949)
- (61) D.W. Kerst : Phys. Rev., 58, 841, (1940)
- (62) D.W. Kerst : Phys. Rev., 59, 110, (1941)
- (63) D.W. Kerst : Phys. Rev., 60, July 1. (1941)

- (64) 佐野，瀬和居他：昭和 33 年電気四学会連合大会，予稿 436
- (65) 佐野，瀬和居他：昭和 33 年電気四学会関西支部連合大会，予稿 81
- (66) R. Wideröe ; Arch. f. Electrotechnik, 21, 400, (1928)
- (67) E.T.S. Walton : Proc. Camb. Phil. Soc., 25, 469 ~ 81 (1929)
- (68) W.W. Jassinsky ; Arch. f. Electrotechnik, 30, 500, (1936)
- (69) D.W. Kerst ; Phys. Rev., 58, 841 (1940)
- (70) 実用新案願，32-37964 番
- (71) 日本特許願，31-10180 番
- (72) 日本特許，250984 番
- (73) 日本特許，251436 番

第 4 章

- (74) 中堀，佐野他：島津評論，18, 2, (1961)
- (75) K. Gund ; Nucleonics, 36, 7, (1950)
- (76) R.S. Foote ; R.S.I., 25, 694, (1954)
- (77) J.D. Lawson ; Nature, 166, 234, (1950)
- (78) L.S. Skaggs ; Radiology, 50, 167, (1948)
- (79) L.S. Skaggs ; Phys. Rev., 70, 95 (1946)
- (80) K. Gund and H. Reich ; Z. Physik, 126, 383 (1949)
- (81) 茂木 晃：磁気増巾器とその応用，オーム社，P.164(1953)
- (82) K. Gund and R. Schittenhelm ; Strahlenther., 92, 506, (1953)
- (83) J. S. Laughlin ; Phys. Rev., 70, 95, (1946)
- (84) Williams ; Phys. Rev., 58, 292, (1940)
- (85) J. S. Laughlin ; Phys. Rev., 83, 692, (1951)
- (86) J. S. Laughlin ; Radiology, 60, 2, 165 ~ 188 (1953)
- (87) L. L. Hans ; Am. J. Roentgenol. 7, 2, 250, (1954)

第5章

- (88) 八幡製鉄所珪素鋼板カタログ
- (89) National Bureau of Standard ; Handbook 55
- (90) 中堀, 佐野他 : 島津評論, 16, 4, (1959)
- (91) Allis Chalmers Mfg. Co. BM - 1027 Catalog.
- (92) L. I. Schiff ; Phys. Rev., 89, 252 (1951)
- (93) Siegbahn ; Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, 32 ~ 36
- (94) L. I. Schiff ; Phys. Rev., 70, 87, (1952)
- (95) 佐野 : 非破壊検査, 5, 4, (1956)
- (96) R. Wideröe ; Zeit f. angew. Phys., 5, 197 (1953)
- (97) D. A. Scag ; Nondestructive Testing ; June - July (1954)
- (98) 藤本, 佐野, 瀬和居 : 非破壊検査研究会発表 (昭3 2.5)
- (99) 藤本, 佐野, 宮原 : 非破壊検査, 6, 6, 235 (1957)
- (100) JIS Z 2341(1955) 金属材料の放射線透過試験方法
- (101) 藤本, 中堀, 佐野 : 非破壊検査研究会発表 (昭2 9.8)
- (102) 藤本, 佐野他 : 非破壊検査研究会発表 (昭3 2.1)
- (103) Wideröe ; Brown Boveri Mitteilungen, Sept. 195, P303
- (104) 藤本, 佐野他 : 非破壊検査研究会発表 (昭3 1.12)
- (105) 藤本, 佐野他 : 非破壊検査研究会発表, 昭3 2.5
- (106) A. L. Pace : Nondestructive Testing, March - April, (1954)
- (107) 佐野他 : 日本材料試験協会報告会発表 (昭3 2.5)
- (108) Wideröe ; The Brown Boveri Rev., Aug., (1953)
- (109) 藤本, 佐野 : 非破壊検査, 6, 6, (1954)
- (110) 藤本, 佐野他 : 非破壊検査研究会発表 (昭3 0.1)
- (111) J. S. Laughlin ; Am. J. Roentgenol. 65, 947 ~ 951 (1951)
- (112) 藤本, 中堀, 佐野他 : 第16回日本医学放射線学会発表 (昭3 2.5)
- (113) 藤本, 中堀, 佐野 : 日本医学放射線学会関西西部会発表 (1954)
- (114) L. L. Mans ; Am. J. Roentgenol, 72, 2, 250, (1954)